THÈSE

présentée

A L'UNIVERSITE DE RENNES

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

par

A. SUSINI

sujet

LES PROBLEMES DE COUPLAGE A LARGE BANDE
ENTRE GENERATEUR HF ET CAVITES ACCELERATRICES

Soutenue le 21 avril 1972 devant la Commission d'examen

MM. E. REGENSTREIF *Président*

J. DUBOST *Examinateurs*

J. MEVEL

THÈSE

présentée

A L'UNIVERSITE DE RENNES

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

par

A. SUSINI

sujet

LES PROBLEMES DE COUPLAGE A LARGE BANDE
ENTRE GENERATEUR HF ET CAVITES ACCELERATRICES

Soutenue le 21 avril 1972 devant la Commission d'examen

MM. E. REGENSTREIF *Président*

J. DUBOST *Examinateurs*

J. MEVEL

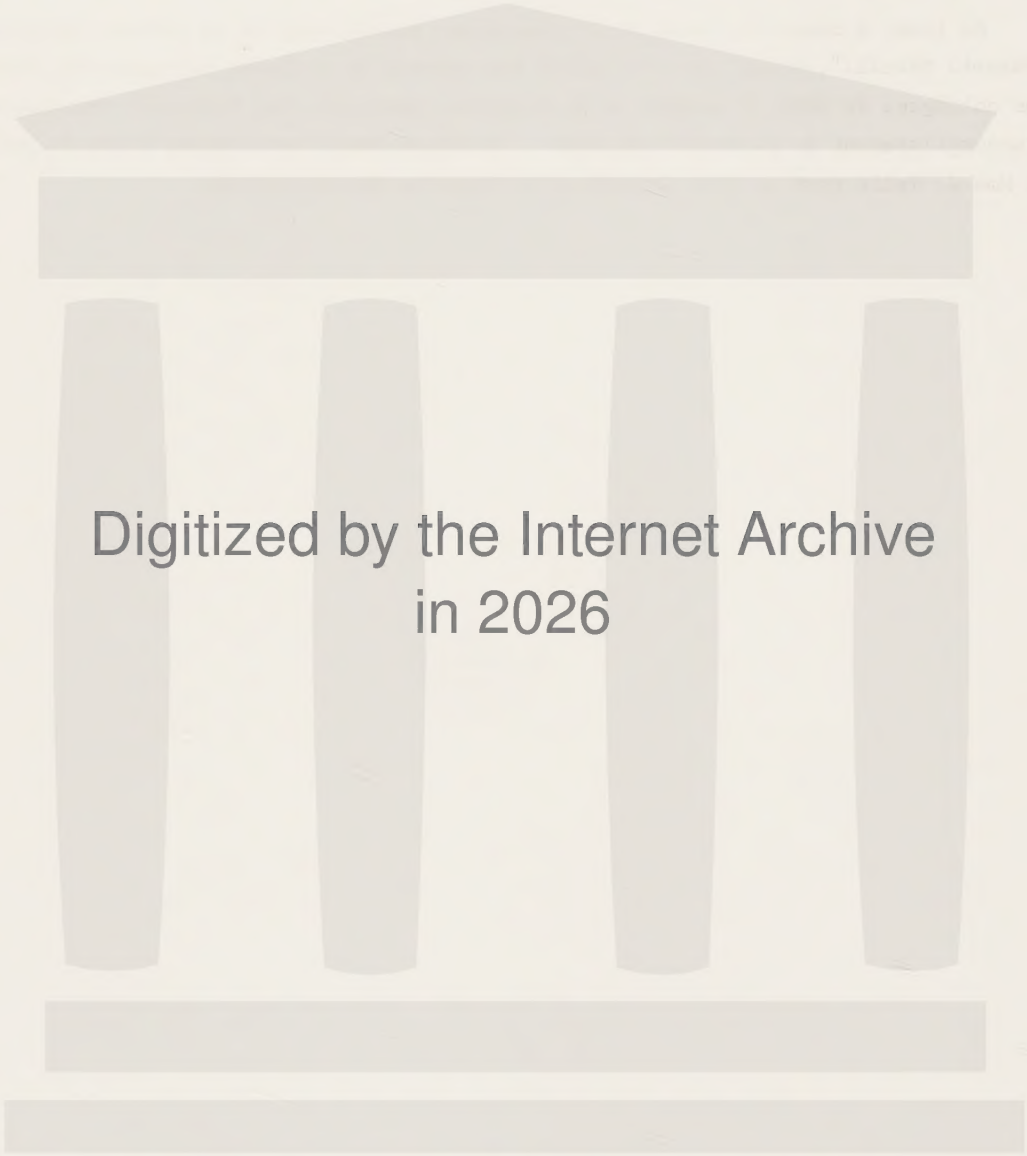
UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Remerciements

Je suis très reconnaissant à M. le professeur Regenstreif qui s'est interessé à mes travaux, et m'a suggéré d'en faire le sujet de cette thèse. Ma gratitude envers lui est d'autant plus grande que c'est avec lui que j'ai passé, en 1954, mon entrevue pour entrer au CERN.

J'ai été aussi très intéressé par les questions très pertinentes que M. le professeur Dubost m'a adressées lors de la rédaction de cet ouvrage.

Je tiens à remercier aussi M. L. Monachesi, ancien chef de la section Emetteurs HF de "Magneti Marelli", Milan, qui m'a initié aux secrets de la Haute Puissance HF, ainsi que mes collègues du CERN, F. Ferger et R. Giannini, avec qui j'ai travaillé fructueusement pour l'accomplissement de plusieurs projets. Un remerciement particulier à Mme S. Vascotto-Cohen et Mme J. Melin pour le soin apporté à la rédaction de cet ouvrage.


Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41552708_0004

SOMMAIRE

Les exigences à satisfaire afin d'obtenir une bonne adaptation à large bande entre générateur HF et cavités accélératrices sont complètement différentes de celles, bien connues, qui existent par exemple entre un générateur de TSF et son antenne. Dans la section 1 de ce mémoire, ces exigences, les limitations et les hypothèses, sont examinées en détail. Dans la section 2, les résultats sont donnés sous forme de tableau pour les circuits, les plus intéressants du point de vue pratique, sur lesquels l'auteur a fait une expérience directe : ceux avec un, deux et trois pics d'impédance anodique.

Dans les troisième et quatrième sections, on discute de quelle façon calculer et réaliser pratiquement les circuits et les organes de couplage.

1. LE PROBLEME DU COUPLAGE

1.1 Définitions et limitations du champ d'investigation

Sous le nom d'accélérateurs, on comprend une très vaste classe de machines. La très grande différence qui existe entre elles du point de vue technique, économique et opérationnel dépend de la tâche imposée à chaque type de machine, et, plus précisément, de la masse des particules à accélérer, de l'énergie finale, de l'intensité et de la qualité du faisceau.

Si l'on exclut les machines électrostatiques, le guidage et la focalisation du faisceau sont, en règle générale, obtenus au moyen de champs magnétiques, tandis que des champs électriques HF, générés dans des cavités résonantes ou dans d'autres résonateurs de forme appropriée, sont prévus pour l'accélération. Dans les machines circulaires, notamment dans les synchrotrons, la fréquence de la HF*) doit être un multiple entier de la fréquence de révolution, et dépend donc de la masse instantanée de la particule. On sait que, par effet relativiste, la masse est liée à l'énergie cinétique. Par conséquent, le système HF devra donc être capable de fonctionner sur une bande de fréquence qui sera une fonction du gain d'énergie que l'on veut fournir à la particule.

En règle générale, la tension HF sur les cavités est très élevée, de l'ordre de quelques dizaines de kilovolts. Il devient impératif de garder la puissance délivrée et installée dans les appareillages HF entre des limites techniquement acceptables.

La solution à ce problème est rendue possible par le fait que le signal, devant apparaître sur les résonateurs, est caractérisé par une seule fréquence f(t), variable dans le temps entre deux limites f_{in} et f_{fin} selon une loi monotone. Cela constitue un cycle d'accélération qui se répète dans le temps avec une périodicité T_0. Les solutions techniques adoptées dépendront de la tension HF, de T_0 et des valeurs de f_{in}, f_{fin}.

Dans les synchrotrons**), où le rapport f_{fin}/f_{in} peut être de l'ordre de 5 à 1, on accorde les cavités, du type coaxial, en saturant des anneaux de ferrite au moyen d'un asservissement[1].

---

*) De l'ordre de quelques dizaines de MHz.

**) Dans le Synchrotron à protons du CERN, $f_{in} \cong 2$ MHz, $f_{fin} \cong 10$ MHz.

Dans les synchrocyclotrons*), où l'on constate des rapports f_{fin}/f_{in} plus petits, mais des tensions plus élevées**) et des fréquences de répétition $f_0 = 1/T_0$ allant jusqu'à 500 Hz, on préfère accorder mécaniquement le résonateur, au moyen d'un condensateur variable du type diapason[3] ou tournant[2].

Dans des cas très particuliers, citons par exemple la proposition d'amélioration du synchrocyclotron de Uppsala[4], de Chicago[5], le système actuel d'éjection lente du synchrocyclotron du CERN[6] ou celui actuellement à l'étude dans le cadre du projet d'amélioration[7], le rapport f_{in}/f_{fin} est tellement réduit et la fréquence de répétition si élevée, qu'il apparaît techniquement plus avantageux de renoncer à tout système d'accord automatique et de garder le résonateur accordé à la fréquence centrale de la bande. Pour la transmission de la puissance du générateur au résonateur, on aura recours à des techniques de couplage à large bande.

Or, l'inconvénient majeur de tout système HF fonctionnant à large bande est une forte dissipation de puissance, proportionnellement au produit du carré de la tension par la bande passante. En vue de limiter cette dissipation, il faut étudier les problèmes inhérents au choix du circuit de couplage et à l'optimisation des paramètres. Leur discussion fera l'objet de ce mémoire.

1.2 Caractéristiques fondamentales du système de couplage dans les accélérateurs

Il est important, à ce moment, de préciser en quoi le problème du couplage, tel qu'il se présente dans les accélérateurs et dans les cas mentionnés ci-dessus, diffère du problème classique du couplage à large bande bien connu dans la théorie des télécommunications. En fait, la notion de "bonne adaptation" est entièrement différente.

On remarquera d'abord deux points fondamentaux.

1.2.1 En ce que concerne la puissance :

a) *En télécommunication,* il s'agit de transmettre, sur une certaine bande de fréquence, de la puissance HF provenant d'un générateur jusqu'à un utilisateur.

Dans le domaine des filtres passe-bas l'utilisateur sera constitué par une susceptance plus une conductance capacitive; dans le cas des émetteurs RTF, il s'agira d'un résonateur plus ou moins amorti (antenne). Le but recherché est un très haut rendement de la chaîne, et pour cela il faudra minimiser toute réflexion du signal. *Dans les accélérateurs,* du moins ceux de la génération actuelle, la puissance délivrée au faisceau est très petite+) par rapport aux pertes par effet Joule, ou comparable à celles-ci; par rapport à la puissance réactive circulant dans le résonateur même, elle est tout à fait négligeable†). Dans de telles conditions, le rendement de la chaîne de transmission ne revêt aucune importance. On pourra tolérer des taux de réflexion très élevés pourvu que l'on ne dépasse pas certaines limites d'ordre technologique aux noeuds de tension et de courant.

---

*) Dans le Synchrocyclotron du CERN, $f_{in} \cong 30$ MHz, $f_{fin} \cong 16$ MHz.

**) Dans la même machine, variables entre 5 et 30 kV. Dans la version améliorée[2], constantes à 30 kV.

+) Dans le Synchrocyclotron actuel du CERN, le faisceau a une intensité d'environ 1,5 µA et le système d'éjection à large bande en accroît l'énergie d'environ 10 MeV, soit 15 W. Dans la version améliorée, on aura 3 MeV sur 10 µA, soit 30 W.

†) Toujours pour la même machine, on a respectivement 170 et 60 kVA [2].

b) Pour les accélérateurs, le problème du couplage se pose donc des deux façons suivantes :

i) *Si l'on travaille en continu, ou avec un taux d'utilisation proche de 1,* il faudra tâcher de limiter la puissance W_{pl} dissipée sur l'anode du tube final. En fait, lorsque le tube est connecté directement au résonateur, la puissance réactive, requise par celui-ci pour fonctionner à des fréquences autres que celle de résonance, doit être fournie par le tube lui-même. Cela se traduit par de fortes pertes sur la plaque dues au bombardement électronique.

Toutefois, en pratique, les alentours immédiats du résonateur sont inaccessibles à cause du manque d'espace, de la présence de champs magnétiques, de la radioactivité, etc., et il est nécessaire d'éloigner physiquement le résonateur du générateur HF au moyen d'un ensemble de lignes de transmission. Ces lignes jouent un rôle fondamental dans l'économie de la circulation de la puissance réactive. Il s'avère que, aux fréquences de résonance du système, la puissance réactive demandée par le résonateur est fournie entièrement par les lignes de couplage : c'est seulement en dehors de ces fréquences que la lampe est appelée à y contribuer. Le bilan est favorable, car, en général, on constate une diminution des pertes anodiques correspondant à une augmentation de la complexité du circuit de couplage. Paradoxalement, celles-ci diminuent aussi lorsqu'on augmente légèrement les pertes par effet Joule dans le résonateur. L'optimum dépend du circuit de couplage.

ii) *Si l'on travaille par impulsion* avec un rapport d'utilisation très inférieur à 1, la puissance moyenne dissipée en plaque devient négligeable. Dans ce cas, il sera plutôt souhaitable de limiter les pointes de tension et courant anodique auxquelles la lampe doit faire face pendant le cycle d'accélération. Leur produit, indiqué comme "puissance de référence W_R" est un paramètre caractéristique du circuit et sert comme une indication du coût de ce genre d'installation. On trouve que W_R croît avec les pertes par effet Joule du résonateur, quoique assez lentement lorsque celles-ci sont petites.

1.2.2 <u>En ce qui concerne la qualité du signal</u>

a) *Dans les télécommunications,* le signal est caractérisé par un spectre de fréquences. Afin de réduire les distorsions linéaires, il faut que l'impédance anodique soit, autant que possible, constante dans la bande intéressée. Le problème est classique; la première formulation théorique en a été donnée par Bode[8], et ensuite par Fano[9], tandis que la solution en termes explicites est due à Lévy[10].

b) *Dans les accélérateurs,* le signal qui doit apparaître au résonateur est caractérisé, comme on l'a dit auparavant, par une seul fréquence $f = f(t)$, fonction monotone du temps.

L'amplitude V de la tension est généralement une fonction

$$V = V(f,\dot{f}) \qquad (1.1)$$

du programme de fréquence. Il n'est donc pas nécessaire que l'impédance anodique et le rapport de transformation soient constants. On verra que, dans les cas (i) et (ii) ci-dessus, il conviendra d'adopter de forts taux de désadaptation. Une ondulation importante d'impédance anodique sera tolérée, la fonction (1.1) pouvant être obtenue au moyen de générateurs de fonction agissant sur le signal HF de grille-contrôle ou sur la polarisation du tube de puissance.

1.3 Hypothèses et méthode de calcul

Etant donné que des raisons mécaniques imposent la complexité du circuit, c'est-à-dire le nombre n des circuits résonants couplés, il faudra rechercher la solution optimale pour chaque valeur de n. Il a été possible de donner des solutions générales lorsque V(f) et f(t) sont respectivement constant et linéairement variable dans le temps.

On se bornera à considérer le fonctionnement en classe B de la lampe finale, les classes A et AB demandant une puissance anodique excessive, tandis que la classe C permet de réduire les pertes d'environ 20%. Cela ne change pas les termes du problème; cependant, il est intéressant de le savoir si l'on veut augmenter la fiabilité et la durée de vie du système[11]. Les circuits pris en considération seront tous du type à "échelle" tels que représentés dans la figure 1a. Parfois, les calculs seront conduits sur le circuit passe-bas équivalent de la figure 1b, où l'on remarquera que l'ordre de numérotation des éléments est croissant à partir du résonateur d'accélération vers le générateur. On supposera que les seules pertes soient celles produites par l'admittance en parallèle sur les lèvres du résonateur. Les erreurs introduites deviennent importantes seulement lorsque la bande du système est comparable avec celle due au facteur Q de qualité des éléments.

L'amortissement introduit par la lampe de puissance n'entre pas en ligne de compte, car on considère seulement l'impédance du circuit qui sera connecté sur l'anode. Il faudrait, en réalité, en tenir compte si on avait à examiner la fonction de transfert entre tension de grille et tension au résonateur. Cette étude se révèle nécessaire seulement lorsque la lampe est une triode afin de faciliter les opérations d'alignement, et elle a été effectuée uniquement pour le circuit à deux pics[12] d'impédance anodique. En fait, les tensions et courants nécessaires sur l'anode pour avoir une tension donnée sur l'électrode d'accélération dépendent uniquement du circuit interposé entre l'anode et l'électrode. Ainsi, l'échauffement anodique provoqué par le bombardement électronique dépend uniquement du circuit et de la tension d'alimentation; il est indépendant de type du tube, soit-il triode ou tétrode.

Afin de simplifier les calculs sans perdre trop en exactitude, on utilisera l'approximation de la bande étroite[13].

Les puissances anodiques et de référence sont données sous forme adimensionale grâce à l'introduction du paramètre W_A qui représente la puissance réactive requise par le résonateur aux côtés de la bande. Il s'avère en fait que W_A est la donnée fondamentale du problème, car il ne dépend que de la fréquence et de la tension HF, donc de la dynamique de l'accélération, et aussi de la géométrie du résonateur, donc de la conception mécanique de l'accélérateur et de la charge induite par le faisceau[14].

Lorsque, au contraire, $V(f,\dot{f})$ et $f(t)$ sont quelconques, aucune solution générale ne paraît possible, les circuits devant être optimisés numériquement dans chaque cas.

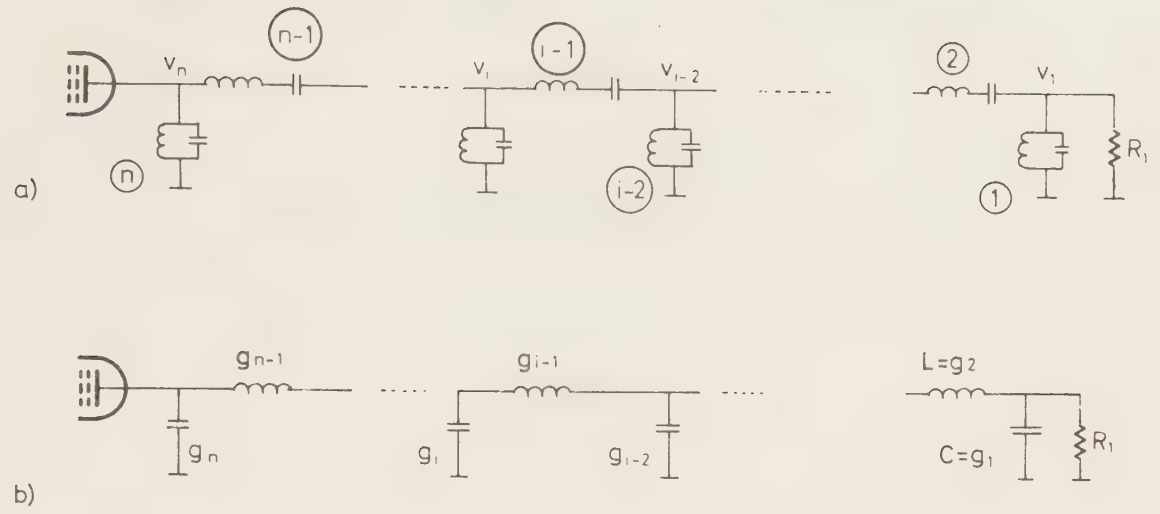


Fig. 1

1.4 Symboles

ω_n = fréquence centrale (arithmétique dans l'approximation de bande étroite) de la bande.

Ω = demi-largeur de bande du système. C'est le rayon du cercle, de centre $j\omega_n$, sur lequel se situent les singularités dominantes du filtre.

Ω_A = demi-largeur de la bande d'accélération sur laquelle le filtre est appelé à travailler. Ω_A est une donnée du problème. Selon le type de filtre, il sera parfois convenable de choisir pour le circuit une bande différente de Ω_A.

ϕ = facteur d'utilisation de la bande du filtre tel que :

$$\phi = \Omega_A/\Omega \ . \tag{1.2}$$

S = écartement complexe de la fréquence de résonance tel que :

$$S = s - j\omega_n \ . \tag{1.3}$$

Z_{ni} = impédance caractéristique du i^e résonateur. Pour des éléments concentrés, on a :

$$Z_{ni} = \omega_n L_i = \frac{1}{\omega_n C_i} \ . \tag{1.4}$$

Dans l'équation (1.4), en multipliant numérateur et dénominateur par I_i^2 dans le deuxième terme ou par V_i dans le troisième terme, on trouve que :

$$Z_{ni} = \frac{V_i^2}{2\omega_n \cdot \text{énergie emmagasinée sur l'}i^e\text{ élément}} \ . \tag{1.5}$$

Z_{nA} = impédance caractéristique du résonateur employé pour l'accélération.

W = puissance (active) dissipée par le premier résonateur, celui-ci étant isolé et chargé par la résistance R_1. Elle peut être exprimée en utilisant :

a) La résistance R_1 :

$$W = \frac{V_1^2}{2R_1} \ ; \tag{1.6}$$

b) Le facteur de qualité Q du premier résonateur. Puisque :

$$R_1 = Z_{n_1} Q \ , \tag{1.7}$$

il sera :

$$W = \frac{V_1^2}{2Z_{n_1} Q} \ ; \tag{1.8}$$

c) La demi-largeur de bande à 3 dB, σ, du résonateur 1 isolé et chargé par R_1. Comme Q est donné, par définition, par $f_n/\Delta f$, c'est-à-dire :

$$Q = \frac{\omega_n}{2\sigma} \ , \tag{1.9}$$

ce qui est en accord avec la définition bien connue : $Q = R_1/L\omega_n$.

On aura :

$$W = \frac{V_1^2 \sigma}{Z_{n_1} \omega_n} \ ; \tag{1.10}$$

d) Le coefficient d'amortissement ζ défini par :

$$\sigma = 2\zeta\Omega \ , \tag{1.11}$$

donc :

$$W = \frac{2V_1^2 \zeta\Omega}{Z_{n_1} \omega_n} \ , \tag{1.12}$$

et l'on observera que R_1 peut être écrite :

$$R_1 = \frac{Z_{n_1} \omega_n}{4\zeta\Omega} \ . \tag{1.13}$$

Des équations (1.9) et (1.11), on voit que Ω devient la largeur de bande à 3 dB lorsque $\zeta = 0{,}5$.

W_{01} = puissance réactive nécessaire pour avoir la tension V_1 sur le premier résonateur (isolé) aux fréquences $\omega_n \pm \Omega$:

$$W_{01} = \frac{V_1^2 \cdot \mathrm{Im}\,[Y_1(j\Omega)]}{2} = \frac{V_1^2 \Omega}{\omega_n Z_{n_1}} \ . \tag{1.14a}$$

L'analyse du circuit donnera les valeurs recherchées en fonction de W_{01}. Afin de pouvoir comparer plusieurs filtres différents, on introduira :

W_A = puissance réactive nécessaire pour avoir la tension V_A sur le résonateur d'accélération (isolé) aux fréquences $\omega_n \pm \Omega_A$:

$$W_A = \frac{V_A^2 \Omega}{\omega_n Z_{nA}} \ . \tag{1.14b}$$

ζ = coefficient d'amortissement du premier résonateur isolé et chargé par R_1. De l'équation (1.12), en tenant compte de la définition (1.14a), on obtient :

$$2\zeta = \frac{\text{pertes dans } R_1}{\text{puissance réactive demandée par le premier résonateur aux limites de la bande}} = \frac{W}{W_{01}} \ . \tag{1.15}$$

Et puisque l'impédance d'un résonateur en bande étroite[13] est donnée par :

$$Z(S) = \frac{\omega_n Z_n}{2S} , \tag{1.16}$$

on obtient aussi $2\zeta = (\omega_n Z_{n1}/2\Omega)/R_1$, c'est-à-dire :

$$2\zeta = \frac{\text{impédance du premier résonateur à la limite de la bande}}{\text{résistance } R_1} . \tag{1.17a}$$

Cette définition sera utilisée pour la transformation passe-bas, passe-bande. On tire aussi des équations (7) et (9) :

$$2\zeta = \frac{Q_{3dB}}{Q} , \tag{1.17b}$$

où Q_{3dB} est égale à $\omega_n/2\Omega$.

Λ = fréquence relative à la bande Ω, définie par :

$$\Lambda = \frac{\omega - \omega_n}{\Omega} , \tag{1.18}$$

ce qui conduit aussi à :

$$S = \Omega(J\Lambda + 2\zeta) . \tag{1.3'}$$

$\Lambda(t)$ = fonction d'accélération. Puisque certains résultats concernant les puissances dissipées dépendent de $\Lambda(t)$, on se référera au cas où $\Lambda(t)$ est constante. La fonction $\Lambda(t)$ apparaît alors comme en figure 2.

V_p, I_p = tension, courant de plaque HF (valeur de pic).

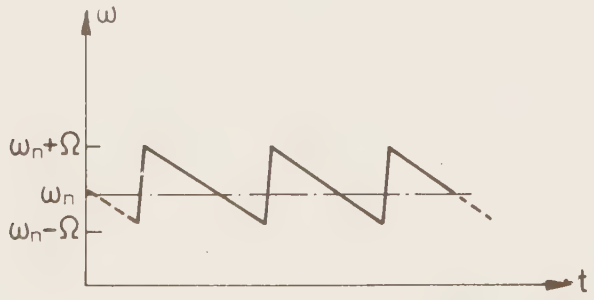


Fig. 2

β = facteur de garde de la tension de plaque :

$$1 + \beta = \frac{\text{tension continue d'alimentation}}{V_p} . \tag{1.19}$$

$W_{p\ell}$ = puissance moyenne dissipée sur la plaque de la lampe en supposant $\dot{\Lambda}$ = constante (fig. 2).

$W_{p\ell}(\Lambda)$ = puissance dissipée sur la plaque à la fréquence Λ.

W_R = puissance de référence[15] :

$$W_R = V_{p\,max}\, I_{p\,max} \,. \tag{1.20}$$

W_R est une fonction du circuit et de V_A. Elle permet de déduire les performances P à demander à la lampe de puissance.

P = courant d'émission cathodique × tension anodique. (Valeurs maximales données par le constructeur.) Relation entre P et W_R :

$$P \geq \begin{cases} 2(1+\beta)W_R & \text{en classe B} \\ \dfrac{\pi^2}{2\vartheta}(1+\beta)W_R & \text{en classe C, avec angle de fonctionnement } \vartheta << \pi \,. \end{cases} \tag{1.21}$$

ϕ,* = angles de phase.

2.5 Normalisation des résultats des calculs

Les calculs d'optimisation seront conduits, pour beaucoup de filtres, d'après les schémas équivalents passe-bas (fig. 1b). Ceux-ci apparaissent, du côté de la résistance d'adaptation, comme dans la figure 3a, selon les notations de Lévy[10], et comme dans la figure 3b, selon les notations de Bode[8]. Pour les circuits réels en passe-bande, il faudra introduire des facteurs de normalisation en exprimant les puissances en fonction de W_A et les courants anodiques en fonction de W_A/V_p, V_p étant une valeur indicative de la tension maximale que l'anode devra supporter; pour beaucoup d'exemples, on choisira $V_p = V_p(0)$, tandis que pour d'autres, il sera préférable de prendre $V_p = |V_p(j\Omega)|$.

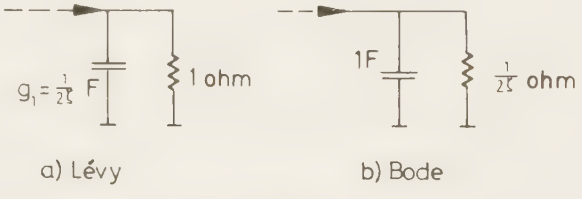


Fig. 3

De la proportionnalité existante entre courants en passe-bande du circuit réel et courants de schéma passe-bas, on déduit que :

$$\frac{I_p(\Lambda)}{I_p(0)} = \left[\frac{I_p(\Lambda)}{I_p(0)}\right]_{\text{schéma}} \,.$$

Mais de la définition (1.15), on tire :

$$\frac{I_p(0)V_p(0)}{2} = 2\zeta W_{o1} \,. \tag{1.22}$$

On peut donc écrire :

$$I_p(\Lambda) = \frac{4\zeta W_A}{V_p(0)} \frac{W_{o1}}{W_A} \left[\frac{I_p(\Lambda)}{I_p(0)}\right]_{\text{schéma}} ,$$

ou bien :

$$\begin{cases} I_p(\Lambda) = k \dfrac{W_A}{V_p(0)} \left[I_p(\Lambda)\right]_{\text{schéma}} \\ k = \dfrac{W_{01}}{W_A} \dfrac{4\zeta}{\left[I_p(0)\right]_{\text{schéma}}} \end{cases} \tag{1.23}$$

D'une façon analogue, on écrira :

$$\frac{W(\Lambda)}{W(0)} = \left[\frac{W(\Lambda)}{W(0)}\right]_{\text{schéma}} , \tag{1.24}$$

ce qui donne :

$$W(\Lambda) = 2\zeta W_A \frac{W_{01}}{W_A} \left[\frac{W(\Lambda)}{W(0)}\right]_{\text{schéma}} . \tag{1.25}$$

Le facteur de normalisation des puissances est $W(\Lambda) = h \left[W(\Lambda)\right]_{\text{schéma}}$, donc :

$$h = 2\zeta \frac{W_{01}}{W_A \left[W(0)\right]_{\text{schéma}}} \tag{1.26}$$

où $\left[W(0)\right]_{\text{schéma}}$ est définie comme la puissance dissipée en courant continu sur R_1 lorsque la tension accélératrice V_A est égale à 1 volt, c'est-à-dire :

$$\left[W(0)\right]_{\text{schéma}} = \frac{\left[I_p(0)\right]_{\text{schéma}}}{2} \cdot \left[\frac{V_p(0)}{V_A}\right]_{\text{schéma}} . \tag{1.27}$$

On aura :

$$h = k \left[\frac{V_A}{V_p(0)}\right]_{\text{schéma}} . \tag{1.28}$$

Dans le tableau 1 sont indiqués les différents paramètres pour le calcul de k et h concernant les types de filtres étudiés par la suite.

Tableau 1

Filtre	R_1	Z_{n1}	Z_{nA}	$\frac{V_A}{V_p(0)}$	$\frac{W_{01}}{W_A}$	$I_p(0)$	k	h
Bode	$1/2\zeta$	1	1/2	1	$1/2\phi$	2ζ	$1/\phi$	$1/\phi$
Lévy	1	2ζ	2ζ	1	$1/\phi$	1	$4\zeta/\phi$	$4\zeta/\phi$
	$1/2\zeta$	1	1	1	$1/\phi$	2ζ	$2/\phi$	$2/\phi$

2. RESULTATS CONCERNANT LES CIRCUITS LES PLUS COMMUNS

2.1 Circuit à un pic

Evidemment, lorsqu'on connecte la lampe finale directement au résonateur, on réalise le plus simple circuit de couplage. Le circuit équivalent à éléments concentrés apparaît comme sur la figure 4.

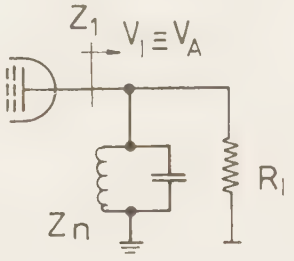


Fig. 4

Un tel circuit est défavorable du point de vue électrique, car la capacité anodique contribue à augmenter l'énergie réactive fournie par la lampe au-delà de ce qui serait strictement nécessaire au fonctionnement du résonateur d'accélération. Lors de la construction du modèle de Synchrocyclotron au CERN[2] la réalisation d'un circuit pareil a été en fait envisagée, car le résonateur se présentait comme un câble en quart d'onde chargé capacitivement par le dé.

La tension V_A était de 30 kV. La lampe permettant de travailler avec V_1 = 10 kV, il aurait fallu la connecter assez près du court-circuit, ce qui aurait permis d'accroître d'une façon insignifiante la valeur de W_A. Cette solution a toutefois été abandonnée à cause du manque d'espace*).

En se référant à la figure 4, le passe-bas équivalent selon la notation de Bode est formé par un condensateur de 1 farad en parallèle avec une résistance de $1/2\zeta$ ohm. L'admittance dans ce circuit équivalent est donc :

$$Y = j\Lambda + 2\zeta \tag{2.1}$$

et le courant en passe-bas pour $V_A = V_1 = 1$ volt est :

$$\begin{cases} [I(\Lambda)]_{\text{schéma}} = \sqrt{\Lambda^2 + 4\zeta^2} \\ [I(0)]_{\text{schéma}} = 2\zeta \,. \end{cases} \tag{2.2}$$

Suivant l'équation (1.2.3), et en prenant $\phi = 1$, on pourra écrire pour les courants en passe-bande (fig. 5) :

$$I(\Lambda) = \frac{2W_{o1}}{V_1} \sqrt{\Lambda^2 + 4\zeta^2} \,. \tag{2.3}$$

---

*) Voir exemple au paragraphe 3.2.8.

Puisqu'on suppose que la lampe travaille en classe B, le courant continu prélevé de l'alimentation sera $2/\pi$ fois la valeur donnée par l'équation (2.3). La puissance instantanée dissipée sur la plaque sera :

$$W_{p\ell}(\Lambda) = (1+\beta)\,\frac{2}{\pi}\,V_1 I(\Lambda) - 2\zeta W_{01}\ , \tag{2.4}$$

et la puissance moyenne :

$$W_{p\ell} = W_{01}\left[-2\zeta + \frac{4}{\pi}(1+\beta)\int_0^1 \sqrt{\Lambda^2+4\zeta^2}\ d\Lambda\right]. \tag{2.5}$$

Les résultats sont tracés à la figure 6.

2.2 Filtre à deux pics

Lorsque la charge anodique est constituée par deux circuits résonants couplés, on trouve une impédance caractérisée par deux pics. Comme exemple de réalisation pratique on se référera à la section 3.2.

Dans ces circuits la valeur $V_2(0)$ tend vers zéro avec ζ, comme montré par l'équation (3.46). Il est plus utile de faire apparaître dans le facteur de normalisation la valeur $V_{p\ max} = |V_2(j\Omega)|$ qui, selon l'équation (3.47), n'est pas très sensible par rapport à ζ. Cela permet d'écrire, pour les valeurs en passe-bande :

$$|V_2(j\Lambda)| = |V_2(j\Omega)|\sqrt{\Lambda^2+4\zeta^2}/\sqrt{1+4\zeta^2} \quad \text{(voir fig. 7)}\ , \tag{2.6}$$

$$|I_2(j\Lambda)| = \frac{2W_{01}}{|V_2(j\Omega)|}\sqrt{1+4\zeta^2}\ \sqrt{1-\Lambda^2+4\zeta^2\Lambda^2} \quad \text{(voir fig. 8)}\ . \tag{2.7}$$

$$\cos\psi = \cos\left(\operatorname{arctg}\frac{\Lambda}{2\zeta} - \operatorname{arctg}\frac{2\zeta\Lambda}{1-\Lambda^2}\right). \tag{2.8}$$

Pour pouvoir calculer la puissance dissipée en plaque, il faut donner des détails sur l'alimentation de la lampe. On peut, en fait, choisir entre les conditions suivantes :

a) Avec tension d'alimentation constante à la valeur $(1+\beta)V_{p\ max}$;

b) Avec tension d'alimentation modulée selon la loi $(1+\beta)|V(j\Lambda)|$.

Les pertes anodiques moyennes sont données, dans les deux cas, par :

$$[W_{p\ell}]_a = \frac{2}{\pi}(1+\beta)|V_2(j\Omega)|\int_0^1 |I(j\Lambda)|\,d\Lambda - 2\zeta W_{01}\ , \tag{2.9}$$

et :

$$[W_{p\ell}]_b = \frac{2}{\pi}(1+\beta)\int_0^1 V_2(j\Lambda)\cdot|I(j\Lambda)|\,d\Lambda - 2\zeta W_{01}\ , \tag{2.10}$$

et sont représentées en fonction de ζ dans la figure 9.

On pourrait concevoir un modulateur comme un circuit RLC parallèle résonant à la fréquence de répétition, inséré entre l'alimentation et l'anode de la lampe de puissance. Pour bien recouvrir l'enveloppe de la HF, il serait suffisant de régler la tension d'alimentation V_{pM} (fig. 10) et l'ampleur ΔV de l'oscillation du circuit. Des calculs numériques montrent qu'un tel dispositif serait presque aussi efficace que le modulateur idéal employé dans l'équation (2.10). On pourrait aussi récupérer l'énergie dissipée dans R [16].

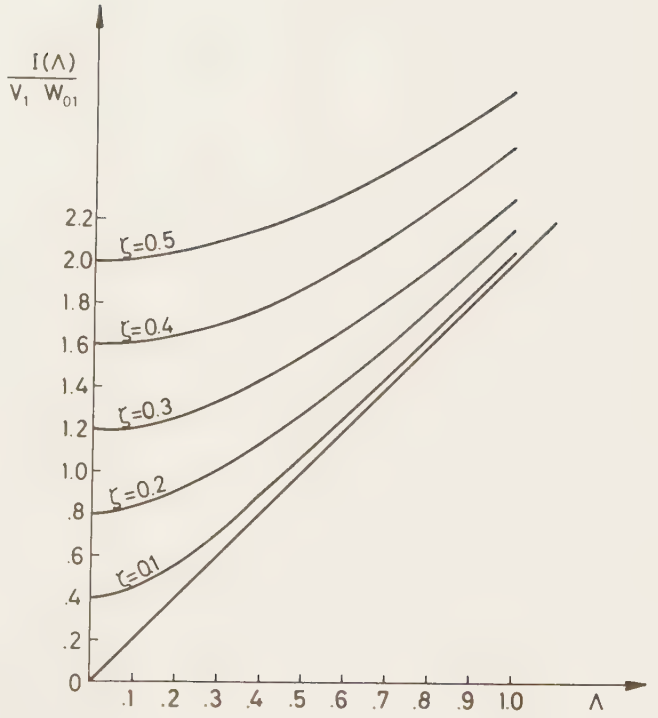

I(Λ)
V1 W01
2.2
2.0
1.8
1.6
1.4
1.2
1.0
.8
.6
.4
.2
0
ζ=0.5
ζ=0.4
ζ=0.3
ζ=0.2
ζ=0.1
.1 .2 .3 .4 .5 .6 .7 .8 .9 1.0 Λ

Fig. 5

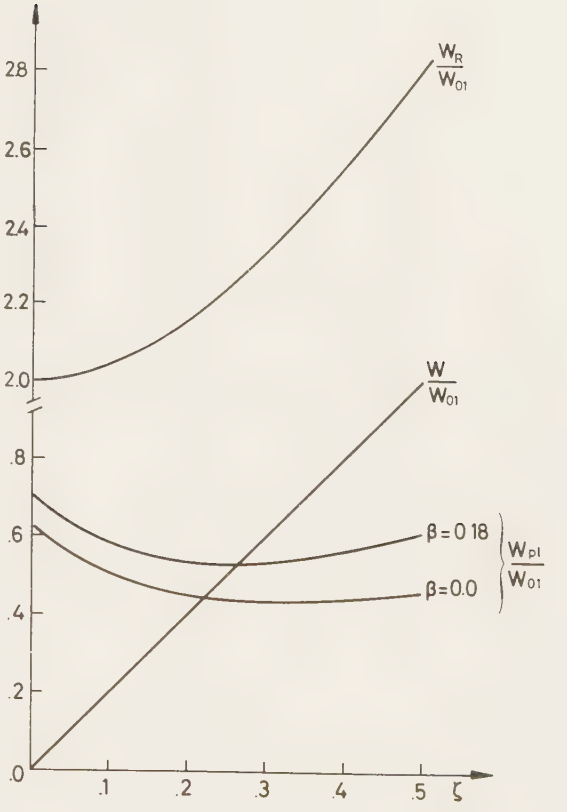

2.8
2.6
2.4
2.2
2.0
.8
.6
.4
.2
.0
WR/W01
W/W01
β=0 18
β=0.0
Wp1/W01
.1 .2 .3 .4 .5 ζ

Fig. 6

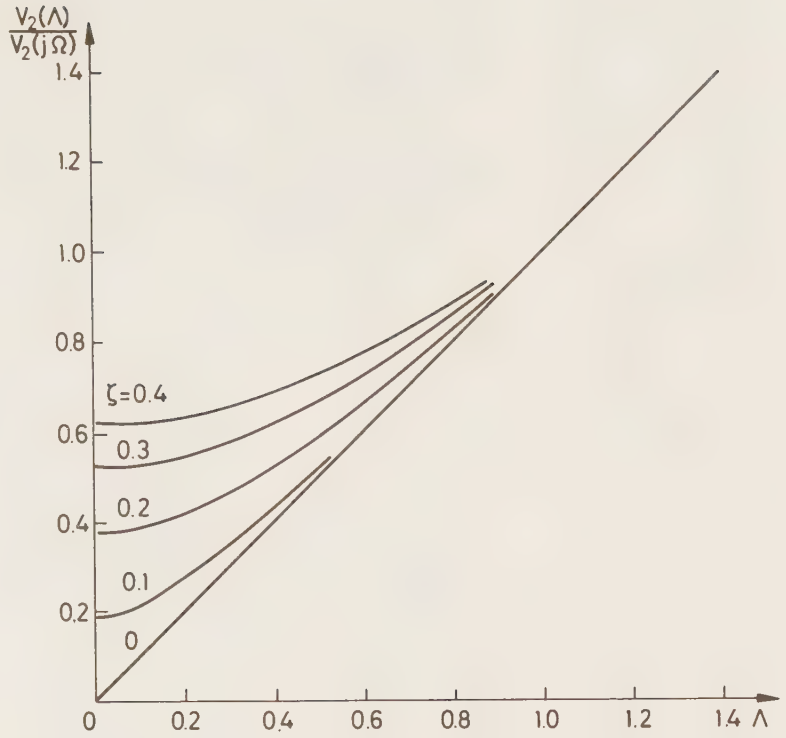

$\frac{V_2(\Lambda)}{V_2(j\Omega)}$
1.4
1.2
1.0
0.8
0.6
0.4
0.2
ζ=0.4
0.3
0.2
0.1
0
0
0.2
0.4
0.6
0.8
1.0
1.2
1.4 Λ

Fig. 7

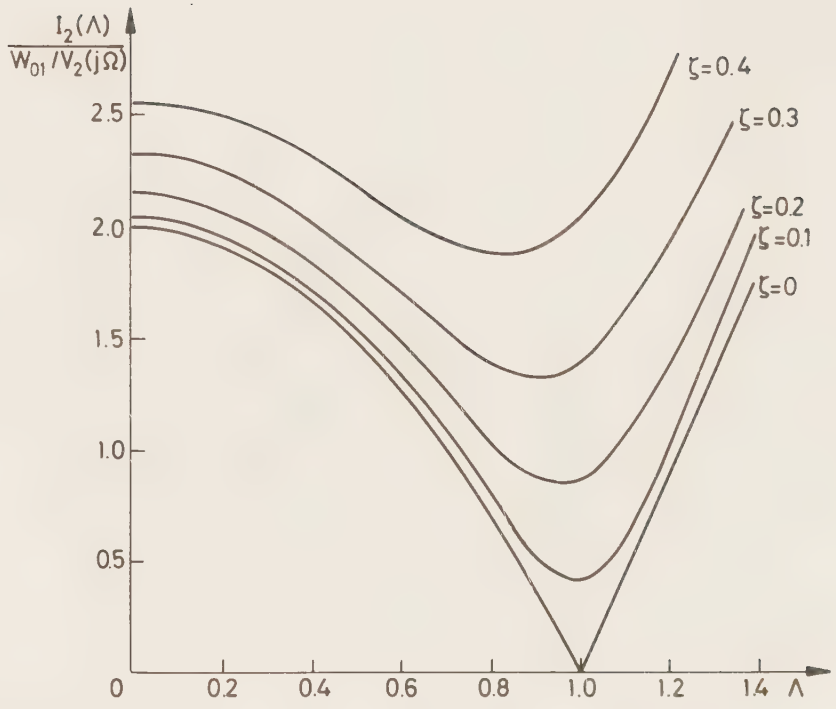

$\frac{I_2(\Lambda)}{W_{01}/V_2(j\Omega)}$
2.5
2.0
1.5
1.0
0.5
0
ζ=0.4
ζ=0.3
ζ=0.2
ζ=0.1
ζ=0
0.2
0.4
0.6
0.8
1.0
1.2
1.4 Λ

Fig. 8

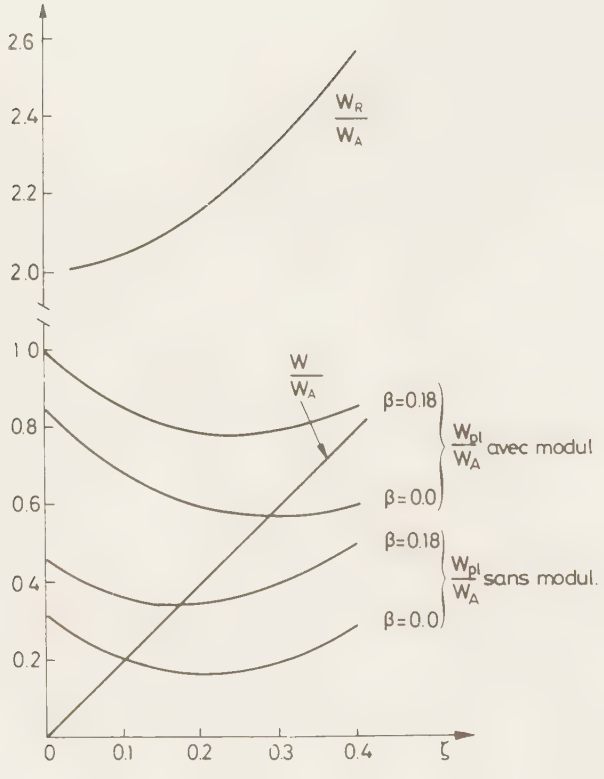


Fig. 9

Les considérations concernant le facteur ϕ d'utilisation de la bande peuvent être aussi répétées. Les résultats ne diffèrent guère que de quelques pourcents en moins des valeurs (2.9) et (2.10). Il est toutefois intéressant de mentionner que les minimums sont caractérisés par des facteurs $\phi \simeq 1{,}15\cdot/\cdot 1{,}20$, ce qui peut être un avantage lorsque la bande Ω_A est assez grande, car le critère permet de proportionner le circuit pour une bande $1{,}15\cdot/\cdot 1{,}20$ fois plus étroite.

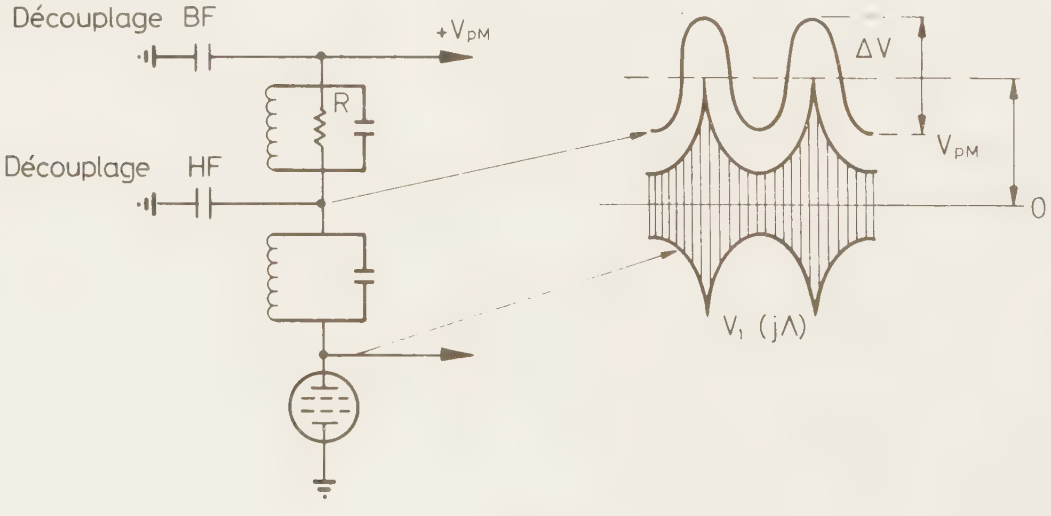


Fig. 10

2.3 Filtre à trois pics

Dans les sections 3 et 4, on montre comment on peut obtenir en plaque une impédance caractérisée par trois pics dans la bande. Avec l'approximation décrite dans le tableau 2, les courants I_4 et les tensions V_4 de plaque sont donnés par :

$$\frac{V_4}{I_4}(S) = \frac{V_4}{I_4}(0)\,\frac{S^2 + 2\zeta\Omega S + \alpha^2\Omega^2}{\alpha^2\Omega^2} \tag{2.11}$$

$$\frac{I_4}{V_1}(S) = \frac{I_4}{V_1}(0)\,\frac{[S + 2\zeta(1-\alpha^2)\Omega][S^2 + 2\zeta\alpha^2\Omega S + \Omega^2]}{2\zeta(1-\alpha^2)\Omega^3}\ . \tag{2.12}$$

Tableau 2

Approximation du produit W = VI cos ϕ
calculé au moyen des équations (2.11) et (2.12)

ζ	$\left[\frac{\Delta W}{W}\right]_{\Lambda=1}$ %	$\left[\frac{\Delta W}{W}\right]_{\text{moyen}}$ %
0,1	3,75	1,28
0,15	8,5	3,9
0,20	15,2	5,0
0,25	23,0	7,68

Dans les équations (2.11) et (2.12), le paramètre α dépend de la valeur réciproque de certains composants, et on peut donc le faire varier dans une certaine plage. On peut en profiter pour diminuer les pertes anodiques avec alimentation constante. Cela comporte que :

$$\frac{V_4}{V_1}(0) = \left|\frac{V_4}{V_1}(j\Omega)\right|\ . \tag{2.13}$$

De l'équation (2.13), on tire $\alpha^2 = |\alpha^2 - 1 + 2j\zeta|$, donc :

$$\alpha^2 = \frac{1}{2} + 2\zeta^2\ . \tag{2.14}$$

Avec ces valeurs de α, on a obtenu en fonction de ζ les courants et tension de plaque des figures 11 et 12. En utilisant les équations (2.9) et (2.10), on a calculé les courbes de la figure 13 concernant les dissipations anodiques sans et avec modulateur.

2.4 Filtres de Lévy

Au lieu de prendre comme point de départ, comme on l'a fait à la section précédente, une configuration physique bien connue, de rechercher les fonctions d'impédance et de les adapter en vue de minimiser les pertes anodiques, on peut, au contraire, choisir un filtre ayant une caractéristique bien définie, calculer les performances, et enfin tâcher de le réaliser. Si l'on impose que l'impédance d'entrée du filtre soit représentable dans la bande au moyen de quotients de polynômes de Tshebysheff (voir fig. 14), on peut profiter des études effectuées par différents auteurs[9], dont le dernier est Lévy[10].

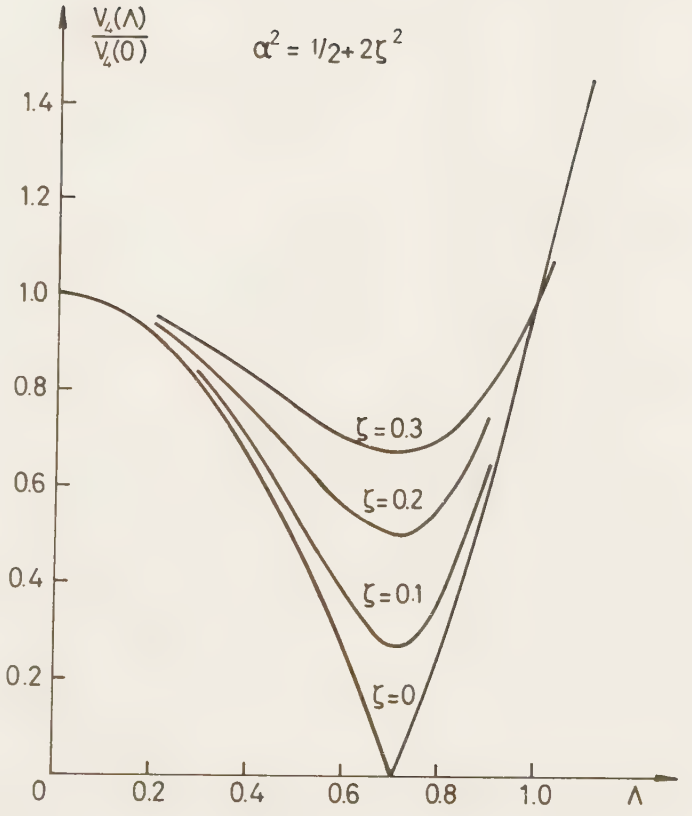

$\frac{V_4(\Lambda)}{V_4(0)}$
$\alpha^2 = 1/2 + 2\zeta^2$
1.4
1.2
1.0
0.8
0.6
0.4
0.2
0
0.2
0.4
0.6
0.8
1.0
Λ
$\zeta = 0.3$
$\zeta = 0.2$
$\zeta = 0.1$
$\zeta = 0$

Fig. 11

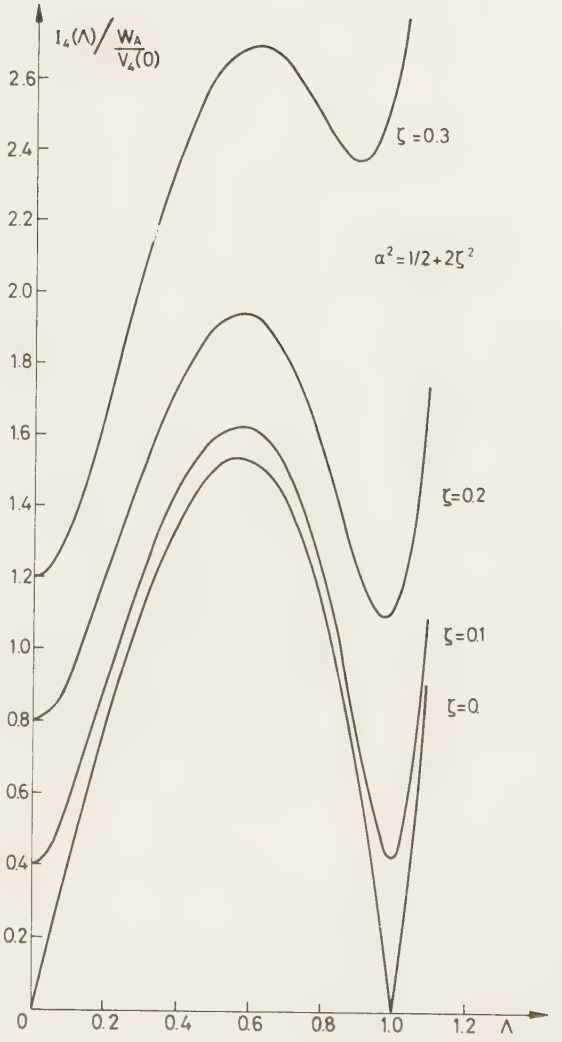
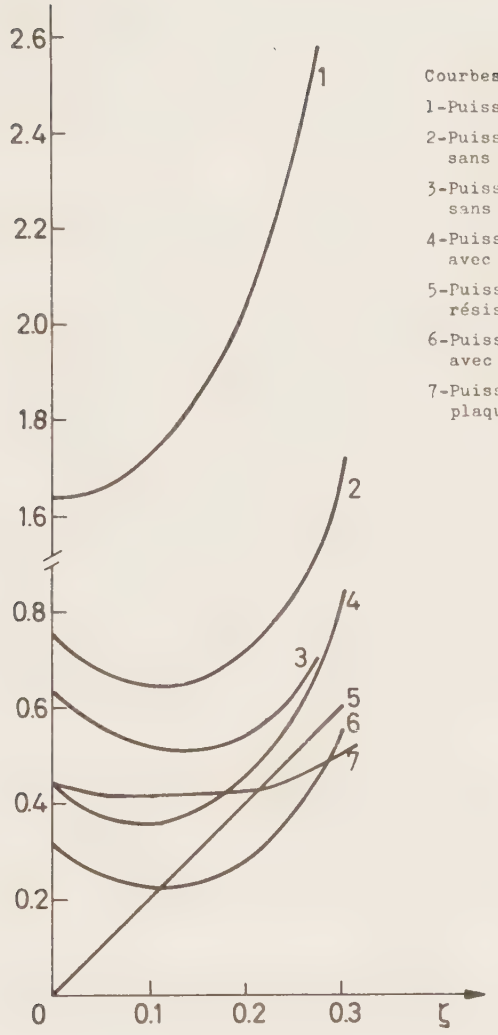

$\frac{I_4(\Lambda)}{V_4(0)} \frac{W_A}{}$
2.6
2.4
2.2
2.0
1.8
1.6
1.4
1.2
1.0
0.8
0.6
0.4
0.2
0
0.2
0.4
0.6
0.8
1.0
1.2
Λ
$\zeta = 0.3$
$\alpha^2 = 1/2 + 2\zeta^2$
$\zeta = 0.2$
$\zeta = 0.1$
$\zeta = 0$

Fig. 12



Courbes:

1-Puissance de référence

2-Puissance dissipée en plaque sans modulateur avec β=0.18

3-Puissance dissipée en plaque sans modulateur avec β=0.0

4-Puissance dissipée en plaque avec modulateur et β=0.18

5-Puissance dissipée sur la résistance

6-Puissance dissipée en plaque avec modulateur et β=0.0

7-Puissance dissipée sur la plaque du modulateur avec β=0.18

Fig. 13

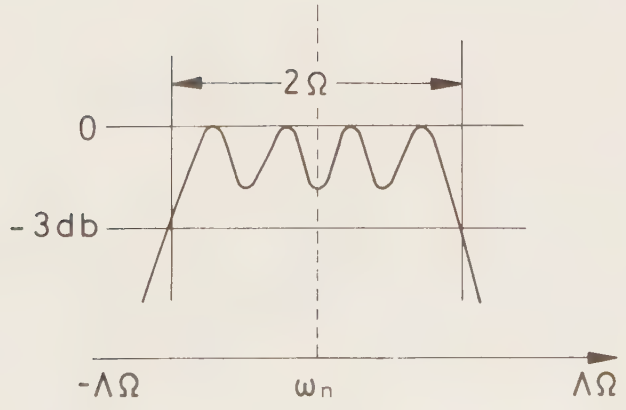


Fig. 14

Le schéma passe-bas d'un tel filtre est celui donné selon la figure 1b (on notera la valeur de la résistance de terminaison, différente de celle du circuit équivalent de Bode). Par des méthodes classiques, on pourrait calculer les fonctions $V_n(\Lambda)/V_n(0)$ et $I_n(\Lambda)/[W_{01}/V_n(0)]$, imposer que ces fonctions soient des polynômes de Tshebysheff, et de cela déduire la valeur $g_1, g_2, \ldots, g_n$ des composants.

Afin d'éviter cette longue et fastidieuse opération, dont la complexité s'accroît énormément avec n, Lévy donne une formule récurrente pour le calcul des éléments :

$$g_r g_{r-1} = \frac{4 \sin\left[\frac{2(n-r)+1}{2n}\pi\right] \cdot \sin\left[\frac{2(n-r)+3}{2\pi}\pi\right]}{2\left(\frac{\sin\frac{\pi}{2n}}{g_1}\right)^2 \left[1 - \cos\frac{(n-r+1)\pi}{n}\right] + \sin^2\frac{(n-r+1)\pi}{n}} \cdot \qquad (2.15)$$

[La formule (2.15) diffère apparemment de celle donnée par Lévy à cause des différents ordres de numérotation des éléments du filtre.]

Pour l'emploi de l'équation (2.15) il est nécessaire de connaître la valeur de la première susceptance g_1, en faisant attention que dans le schéma de Lévy la résistance R_1 garde la valeur de 1 ohm. De la définition (1.17) du coefficient d'amortissement ζ, on tire :

$$2\zeta = \frac{1}{\frac{g_1 \cdot 1 \text{ rad/sec}}{1 \text{ ohm}}},$$

donc :

$$g_1 = \frac{1}{2\zeta} \cdot \qquad (2.16)$$

Le premier circuit commençant par un "stub" côté plaque est caractérisé par N = 3. Ce stub est nécessaire pour porter à la résonance la capacité parasite de plaque C_p de la lampe de puissance. En introduisant l'équation (2.14) dans l'équation (2.15), on obtient :

$$g_1 = \frac{1}{2\zeta} \; ; \quad g_2 = \frac{16\zeta}{12\zeta^2 + 3} \; ; \quad g_3 = \frac{12\zeta^2 + 3}{8\zeta^3 + 6\zeta}, \qquad (2.17)$$

et :

$$Z_4(s) = \frac{1}{g_3} \frac{s^2 + \frac{s}{g_1} + \frac{1}{g_1 g_2}}{s^3 + \frac{s^2}{g_1} + s\frac{g_1 + g_3}{g_1 g_2 g_3} + \frac{1}{g_1 g_2 g_3}} \cdot \qquad (2.18)$$

On verra dans la section 3 comment on pourra réaliser un circuit décrit par l'équation (2.18). Les tensions et courants anodiques sont montrés dans les figures 15 et 16. On constate que $|V(j\Omega)| > V(0)$. Il serait donc antiéconomique, avec une alimentation anodique constante, de faire travailler le circuit sur une bande $\Omega_A = \Omega$.

Il convient de rechercher la valeur optimale ϕ par le minimum des expressions suivantes :

$$[W_{p\ell}]_{\text{sans mod.}} = \frac{1}{\varphi^2}\left[V_4^* \frac{2}{\pi}(1+\beta)\int_0^{\varphi} I_4(\Lambda)d\Lambda - \int_0^{\varphi} \frac{I_4(\Lambda)V_4(\Lambda)}{2}\cos\psi\, d\Lambda\right] \qquad (2.19)$$

$$[W_{p\ell}]_{\text{avec mod.}} = \frac{1}{\varphi^2}\left[\frac{2}{\pi}(1+\beta)\int_0^{\varphi} I_4(\Lambda)V_4(\Lambda)d\Lambda - \int_0^{\varphi} \frac{I_4(\Lambda)V_4(\Lambda)}{2}\cos\psi\, d\Lambda\right], \qquad (2.19)$$

où $I_4(\Lambda)$, $V_4(\Lambda)$ sont les tensions anodiques déduites du schéma équivalent passe-bas, et V_4^* est la valeur la plus grande de $V_4(\Lambda)$ dans l'intervalle 0, ϕ. Sans modulateur, les puissances sont celles de la figure 17; avec modulateur, il faudra se référer à la figure 18, dans laquelle la valeur optimale de ϕ est $\phi = 0{,}95$ partout.

D'une façon analogue, on a étudié le circuit de Lévy à plusieurs pics. On a observé une très légère amélioration des conditions de fonctionnement avec l'augmentation du nombre de pics. Toutefois, l'intérêt de ces circuits est purement académique, à cause des complications technologiques qu'ils présentent, des difficultés d'alignement, et de la sensibilité au changement des paramètres

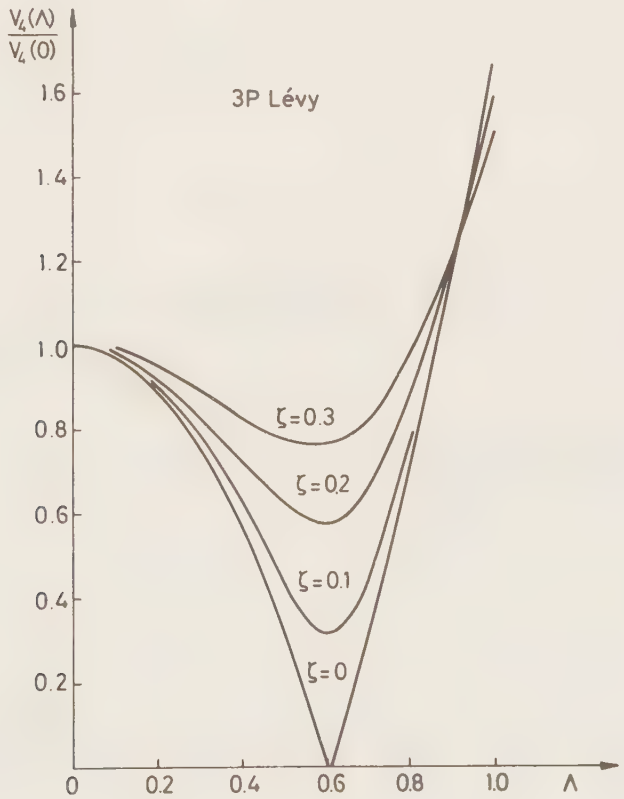


Fig. 15

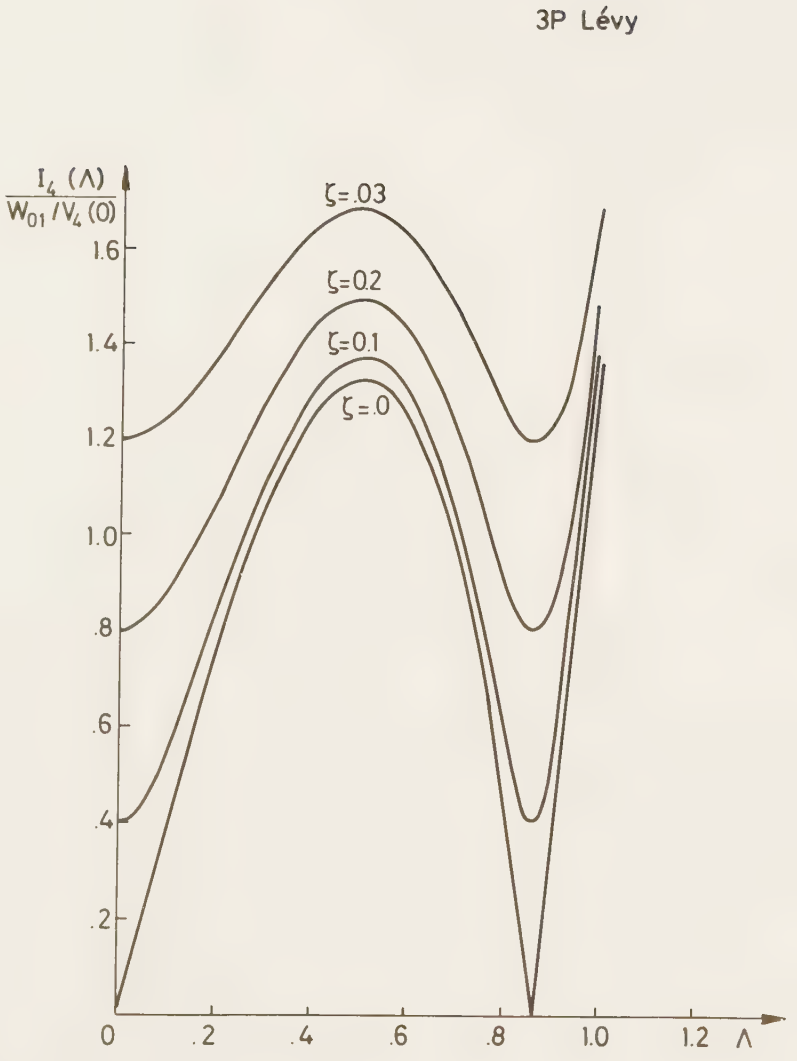

3P Lévy
$\frac{I_4(\Lambda)}{W_{01}/V_4(0)}$
ζ=.03
ζ=0.2
ζ=0.1
ζ=.0
1.6
1.4
1.2
1.0
.8
.6
.4
.2
0
.2
.4
.6
.8
1.0
1.2
Λ

Fig. 16

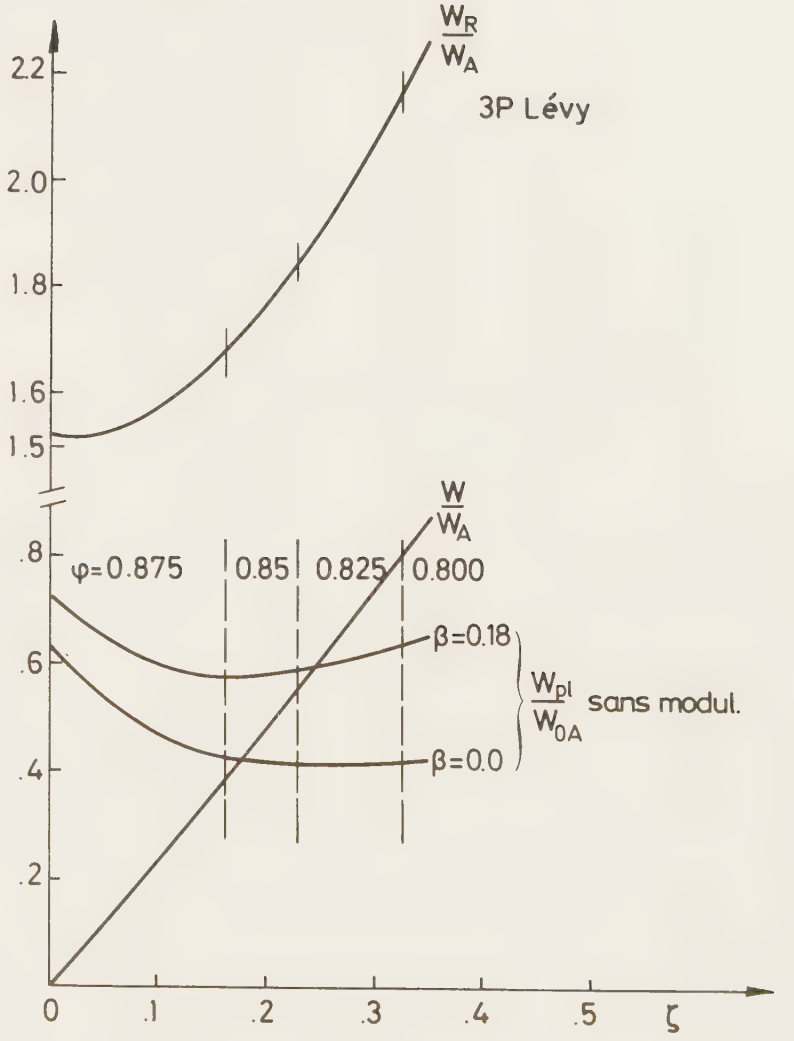

$\frac{W_R}{W_A}$
3P Lévy
2.2
2.0
1.8
1.6
1.5
$\frac{W}{W_A}$
.8
.6
.4
.2
φ=0.875
0.85
0.825
0.800
β=0.18
β=0.0
$\frac{W_{pl}}{W_{0A}}$ sans modul.
0
.1
.2
.3
.4
.5
ζ

Fig. 17

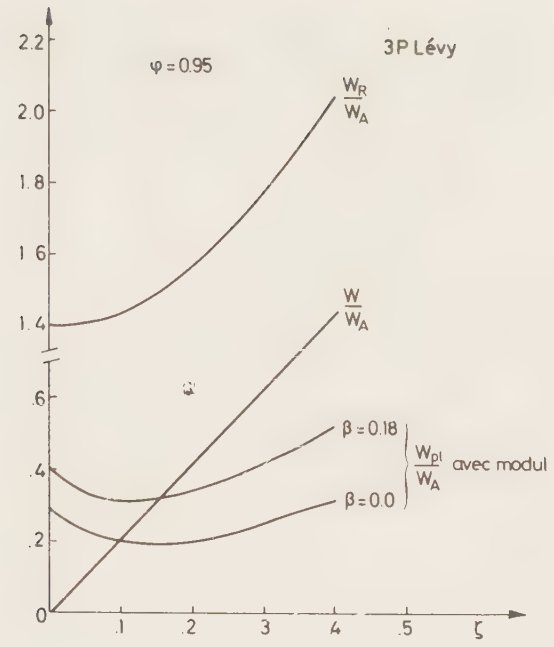


Fig. 18

2.5 Circuit à double ligne

Le système d'accélération est constitué par une électrode A (d'impédance caractéristique Z_{nA}) portée à la résonance au moyen de deux lignes de longueur < $\lambda/4$, selon la figure 19. Le circuit de la figure 19 est équivalent à celui de la figure 20 pourvu que :

$$V_3 = V_A \sqrt{\frac{4}{\pi} \frac{Z_{03}}{2Z_{nA}}} , \tag{2.20}$$

en accord avec la section 3.

Ce circuit peut être analysé suivant le procédé indiqué à la section 3. En introduisant le paramètre W_0, représentant l'énergie réactive aux côtés de la bande Ω demandée par *l'ensemble* du résonateur x_3Ax_1 dans la figure 19 ou $x_3P_2x_1$ dans la figure 20, on obtient :

$$I_4(S) = \frac{W_{01}}{V_4(0)2\zeta(1-\alpha^2)} \frac{S^2 + 2\zeta\Omega S + \Omega^2/2}{S^2 + 2\zeta\Omega S + \alpha^2\Omega^2} \frac{[S + 2\zeta(1-\alpha^2)\Omega][S^2 + 2\zeta\alpha^2\Omega S + \Omega^2]}{\Omega^2(S + 2\zeta\Omega)} , \tag{2.21}$$

et

$$V_4(S) = V_4(0) \frac{4\zeta}{\Omega} \frac{S^2 + 2\zeta\Omega S + \Omega^2/2}{S + 2\zeta\Omega} . \tag{2.22}$$

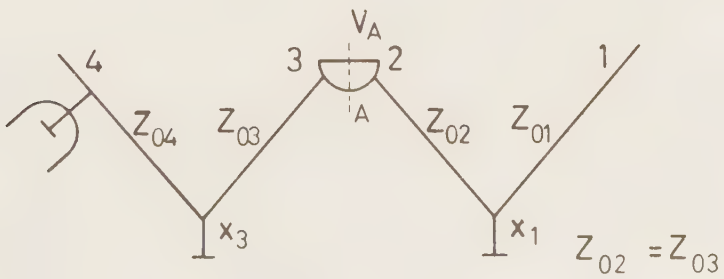


Fig. 19

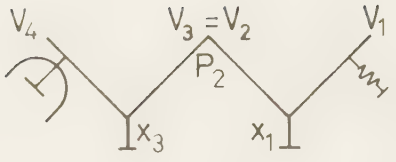


Fig. 20

Les pertes anodiques sont montrées dans la figure 21.

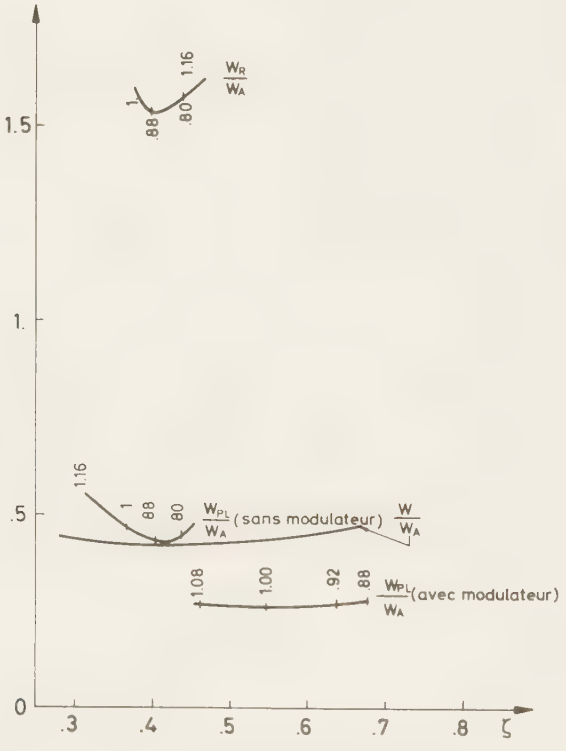


Fig. 21

2.6 Exemple

La lampe de puissance est une Eimac 4CW100000, avec les caractéristiques suivantes :

$W_{p\ell}$ = 100 kW ;

I_{em} = 100 A (émission) ;

$V_{p\ max}$ = 17 kV ;

C_p = 62 pF.

Il s'ensuit que $P = 1{,}7 \cdot 10^6$ VA. En classe B, $I_{max} \cong 45$ A; pour $\beta = 0{,}18$, $W_R \leq 740$ kVA. L'électrode d'accélération est caractérisée par :

Z_{rA} = 70 Ω ;

ω_n = 17 MHz ;

Ω = 0,15 MHz .

On désire choisir dans le tableau 3 le circuit qui donne le maximum de tension V_A en fonctionnement continu sans employer le modulateur anodique.

Si l'on choisit le circuit no. 5, on écrit que $W_{p\ell} = 100$ kW $= 0{,}57\ W_A$; donc $W_A = 1{,}75 \cdot 10^5$ VA et, par conséquent :

$$W = 0{,}35\ W_A = 60 \text{ kW}$$

$$W_R = 1{,}73\ W_A = 300 \text{ kVA}$$

supportable par la lampe. La puissance prélevée du réseau est égale à $W + W_{p\ell} = 160$ kW. La tension d'accélération V_A est, d'après la relation (1.14b) :

$$V_A = \sqrt{\frac{1{,}75 \cdot 10^5 \times 70 \times 17}{0{,}15}} = 37{,}2 \text{ kV} .$$

2.7 Phénomènes transitoires

Lorsqu'on écrit l'impédance de transfert $(V_A/I_n)(S)$ d'un filtre composé par N éléments réactifs, on obtient au dénominateur un polynôme en S de grade N. Les pertes étant supposées concentrées sur la résistance R_1, le coefficient du terme S^{N-1} est égal à 2ζ. Cela comporte que la somme des parties réelles des pôles est égale à $-2\zeta\Omega$ et que, en moyenne, la distance de chaque pôle de l'axe j sera de l'ordre de $2\zeta\Omega/N$ tandis que la distance entre les pôles eux-mêmes sera de l'ordre de $2\Omega/N$.

Les transitoires peuvent se produire lorsque la phase varie brusquement dans la bande. On n'aura rien à craindre si :

$$\zeta \geq 0{,}5 , \tag{2.23}$$

car, dans ce cas, la distance entre les pôles est, en moyenne, égale à deux fois au moins la distance entre eux-mêmes et l'axe j. Si, par contre :

$$\zeta < 0{,}2 , \tag{2.24}$$

on peut considérer chaque pôle comme étant isolé. Dans ce cas, pour éviter tout phénomène transitoire sur l'enveloppe de la tension HF, $\dot{\omega}$ étant donnée, il faudra que[17,18] :

$$\left[\frac{\sqrt{2\zeta\Omega}}{N\sqrt{\dot{\omega}}}\right]_{\zeta<0{,}2} \geq 1 . \tag{2.25}$$

Cette condition est nécessaire, mais pas suffisante pour éviter des pertes des particules du paquet. Il faudra aussi que la période T_s des oscillations de synchrotron soit bien inférieure (trois fois au moins) au temps Δt dans lequel la tension V_A change de phase, lorsque ω passe à proximité d'une singularité de $(V_1/I_n)(S)$.

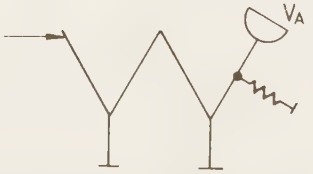
Pour une singularité distante σ rad/sec de l'axe j, sous la condition (2.24), V_A change de 90° dans le temps Δt donné par :

$$[\Delta t]_{90°} \simeq \frac{2\sigma}{\dot{\omega}} ,$$

et puisque $\sigma \simeq 2\zeta\Omega/N$:

$$\left[\frac{4\zeta\Omega}{N\dot{\omega}}\right]_{\zeta<0{,}2} \gtrsim 3T_s . \tag{2.26}$$

Tableau 3

No	Structure	Filtre	Schéma	ζ	ϕ	$\frac{V_{mx}}{V_p(0)}$	$\frac{V_{mx}}{V_{min}}$	$\frac{I_{mx}}{I_{min}}$	$\frac{W_R}{W_A}$	$\frac{W}{W_A}$	avec modulateur $\frac{W_{p\ell}}{W_A}$	sans modulateur $\frac{W_{p\ell}}{W_A}$
1	ECHELLE	N = 1		0,25	1	1	1	2,24	2,22	0,5	0,54*)	
2		N = 2		0,25	1	2,3	2,3	2	2,22	0,5	0,36	0,78*)
3				0,20	1	2,42	2,42	2,72	2,14	0,4	0,34*)	0,79
4		N = 4		0,11	1	1	3,7	3,3	1,75	0,22	0,36	0,64
5		N = 4 Lévy		0,15	0,87	1,06	2,4	2,4	1,73	0,3	0,34	0,57*)
6				0,125	0,95	1,4	3,7	2,8	1,47	0,25	0,31*)	
7		N = 4		0,4 0,4	0,88 0,92	1 1	1 1,22	1,55 1,5	1,54 1,53*)	0,60 0,58	0,32 0,30	0,43*) 0,45

*) Les chiffres marqués d'un astérisque sont des valeurs optimales.

Les relations (2.25) et (2.26) fixent des limites à la liberté du choix des filtres indiqués dans le tableau 3.

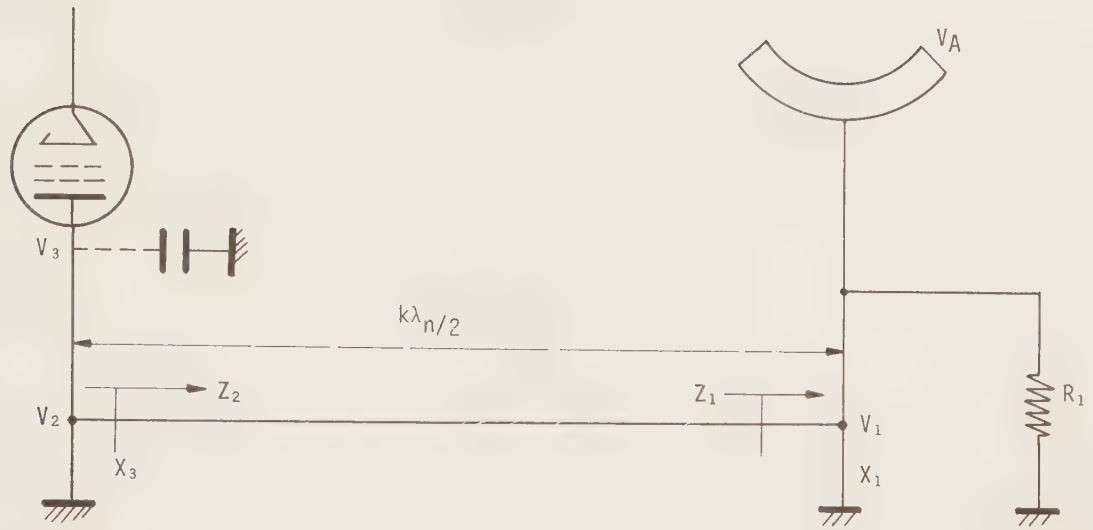


Fig. 22

3. REALISATION PRATIQUE DE LA CHAINE DE COUPLAGE POUR RESONATEUR DU TYPE COAXIAL

Avec les éléments donnés dans la section 2, il est possible de répondre à une question fondamentale. Etant donné la géométrie de l'électrode d'accélération, la tension HF et les fréquences extrêmes de la bande (ce qui se résume par le paramètre W_A), quelles sont la puissance installée (W_R), la puissance en exercice ($W + W_{p\ell}$), la complexité de la chaîne d'adaptation (nombre de pics), le genre de lampe finale? En d'autres termes, on peut dire si le problème posé peut être résolu par un système HF à large bande ou non.

Une fois le type de système choisi, il faut savoir réaliser les éléments de la chaîne de couplage. Cela dépendra de la géométrie du résonateur. Si celui-ci se termine par une partie coaxiale en court-circuit telle que les cés ou les dés pour synchrocyclotrons, on aura recours à des lignes coaxiales connues, décrites dans ce chapitre. Si, au contraire, le résonateur a la forme d'une cavité réentrante, du genre klystron, il faudra coupler au moyen d'une boucle, ou d'une ligne bifilaire. L'argument sera discuté à la section suivante.

3.1 Circuit à un pic alimenté par une ligne de transmission

Le circuit schématisé en numéro 1 du tableau 3 et représenté à la figure 22 a été proposé pour le nouveau système d'éjection lente du Synchrocyclotron du CERN[8]. Afin d'éloigner le générateur du résonateur, la ligne est longue de $k\lambda_n/2$, avec k = nombre entier et λ_n = longueur d'onde à la fréquence ω_n. Le problème est facilement résolu par les moyens classiques; toutefois il est intéressant de calculer l'impédance caractéristique de l'ensemble. En fait, la

puissance réactive en jeu se trouve dans le résonateur, dans la ligne et dans le circuit de plaque. La contribution de ces deux derniers sera négligeable pour autant que $V_3 \ll V_A$, et lorsque x_3 et ζ sont choisies de façon à réduire le taux d'ondes stationnaires. Avec les notations de bande étroite, l'impédance $Z_1(S)$ vue par la ligne est donnée par :

$$Z_1(S) = \frac{\omega_n Z_{n1}}{2\tau_1^2 (S + \sigma)} , \tag{3.1}$$

où $\tau_1 = V_A/V_1$.

La ligne étant un multiple de $\lambda/2$ ne change pas radicalement l'impédance de fermeture Z_1.

Pour l'impédance Z_2 vue à l'entrée de la ligne, on aura recours à l'équation des lignes de transmission :

$$Z_2(S) = \frac{Z_1(S) + jZ_0 \ tg \frac{\omega}{\omega_n} \pi k}{1 + j \frac{Z_1(S)}{Z_0} tg \frac{\omega}{\omega_n} \pi k} . \tag{3.2}$$

Pour des petits écartements $\Delta\omega$ de ω_n, on posera : $S = j\Delta\omega$; $tg\ (\omega/\omega_n)\pi k \cong \pi(\Delta\omega/\omega_n)$. On voit que l'expression résultante, pour $\Delta\omega \to 0$, est du type de l'équation (3.1), ce qui signifie que l'impédance anodique est encore du type à un pic. En analysant cette équation (3.1), on voit que l'impédance caractéristique Z_{n2} pourra être calculée au moyen de :

$$Z_{n2} = \frac{2}{\omega_n} \frac{1}{\frac{d}{d\Delta\omega} Im\left(\frac{1}{Z_2}\right)} , \tag{3.3}$$

ce qui donne :

$$Z_{n2} = \frac{Z_{n1}}{\tau_1^2\left(1 + \frac{Z_{n1}}{\tau_1^2 Z_0} \frac{\pi k}{2}\right)} \frac{1}{1 - \frac{\sigma^2}{\left(1 + \frac{Z_{n1}}{\tau^2 Z_0} \frac{\pi k}{2}\right)^2 \frac{\omega_n^2 Z_{n1}}{\tau^2 Z_0} \frac{1}{2\pi k}}} \tag{3.4}$$

Cette valeur doit être mise en parallèle avec Z_{n3}/τ_3^2. Enfin, l'impédance caractéristique Z_{nA}, d'où l'on tire W_A au moyen de l'équation (1.14b), sera donnée en multipliant le résultat par τ_1^2.

3.2 Circuit à deux pics d'impédance réalisé au moyen de lignes coaxiales

3.2.1 Schéma équivalent

Le système d'accélération pour synchrocyclotron représenté dans la figure 23 sera étudié.

A est l'électrode d'accélération portée à la résonance par une ligne L_1 qui, dans son dernier trait vers le court-circuit, présente l'impédance caractéristique Z_{01}. L'énergie est émise par le tube T, dont la capacité parasite de plaque est portée à la résonance au moyen d'un "stub" S. La liaison entre T et A est faite par une ligne L_2 en $\lambda/4$ d'impédance Z_{01}. La distance x du point de branchement du court-circuit détermine la largeur de bande, tandis que la résistance R influence le coefficient d'amortissement ζ du résonateur d'accélération. Vu du côté du court-circuit, celui-ci apparaît comme une ligne en $\lambda/4$ d'impédance Z_{02} (fig. 24b) et ce schéma sera adopté par la suite. Toutefois, pour l'équivalence des deux circuits de la figure 24 il faudra que l'énergie réactive soit la même.

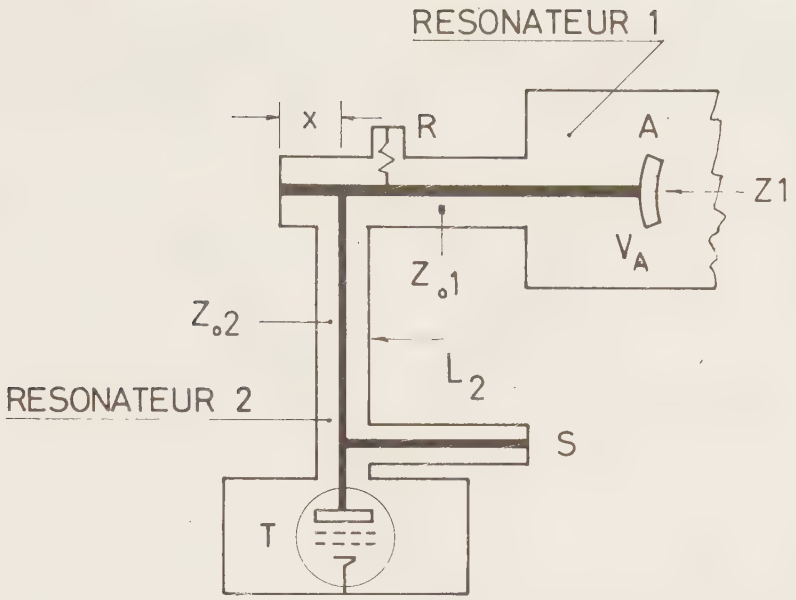


Fig. 23

L'impédance caractéristique Z_{n1} [au sens de l'équation (1.5)] est supposée connue par mesure, donc l'énergie réactive du résonateur de la figure 24a est :

$$\varepsilon = \frac{V_A^2}{2\omega Z_{n1}} \tag{3.5}$$

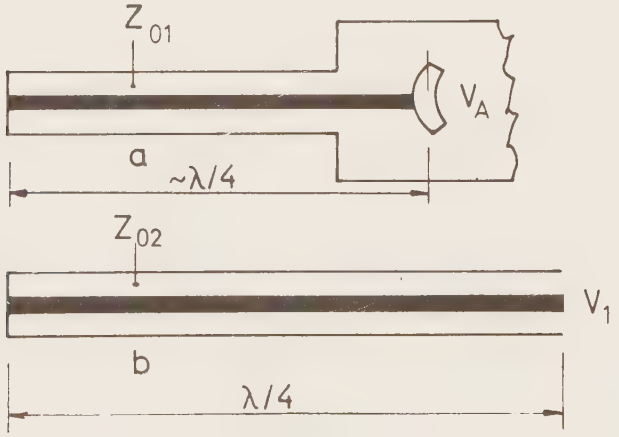


Fig. 24

L'impédance caractéristique Z'_{n1} du résonateur de la figure 24b formé par un câble quart d'onde d'impédance Z_{01} est d'après le calcul de l'énergie emmagasinée : $Z'_{n1} = (4/\pi)Z_{01}$. L'énergie sera donc la même si ce dernier présente à son bout libre une tension :

$$V_1 = V_A \sqrt{\frac{4}{\pi}\frac{Z_{01}}{Z_{n1}}} \quad . \tag{3.6}$$

En négligeant provisoirement l'effet de R et du "stub" S, le système de la figure 23, excité à la tension V_A, sera donc substitué, dans les calculs qui vont suivre, par celui de la figure 25 excité à la tension V_1. L'impédance du trait commun x sera Z_{0M}.

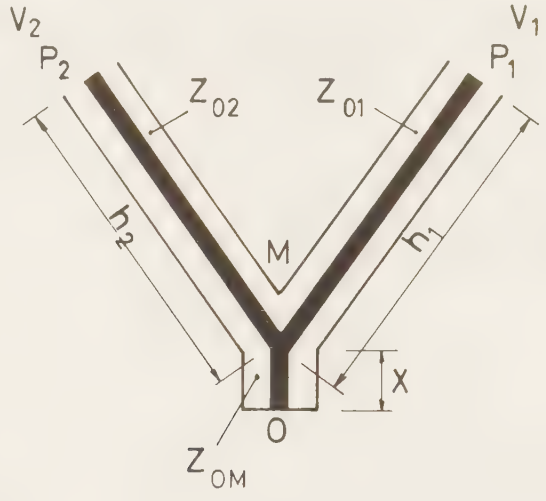


Fig. 25

3.2.2 Largeur de bande

Pour suivre l'idée de McKenzie[16], on observera que dans le système de la figure 25 il y aura deux fréquences de résonance pour lesquelles le décalage de phase entre V_2 et V_1 sera zéro ou π. Supposons, pour simplifier les choses, que :

$$Z_{01} = Z_{02} = Z_0 \; ; \quad h_1 = h_2 = h \; . \tag{3.7}$$

Pour le mode caractérisé par le déphasage π, la section commune O-M est parcourue par des courants égaux et de sens opposé. Le point M est virtuellement à la masse, de quoi il résulte que :

$$\lambda_\pi = 4h \; . \tag{3.8}$$

Pour le mode caractérisé par le déphasage zéro, la section O-M, étant parcourue par des courants égaux et de même sens, peut être décomposée en deux sections O-M′ et O-M″ d'égale longueur et de même impédance caractéristique $2Z_{0M}$, chacune de ces deux sections terminant un résonateur, comme sur la figure 26.

Vue du point M vers le court-circuit, chacune de ces deux sections présente une impédance $Z = 2Z_{0M}\ tg\ (2\pi x/\lambda)$.

Celle-ci est aussi l'impédance d'une section hypothétique de ligne ayant une longueur y et une impédance caractéristique Z_0 : $Z = Z_0\ tg\ (2\pi y/\lambda)$. Lorsque se vérifie l'inégalité :

$$x \ll h \; , \tag{3.9}$$

on pourra écrire : $Z_0 \cdot y \cong 2Z_{0M} \cdot x$. Par conséquent, la longueur d'onde du mode zéro $[\lambda_0 = 4(h + y)]$ est donnée par :

$$\lambda_0 = 4\left(h + 2\,\frac{Z_{0M}}{Z_0}\,x\right) . \tag{3.10}$$

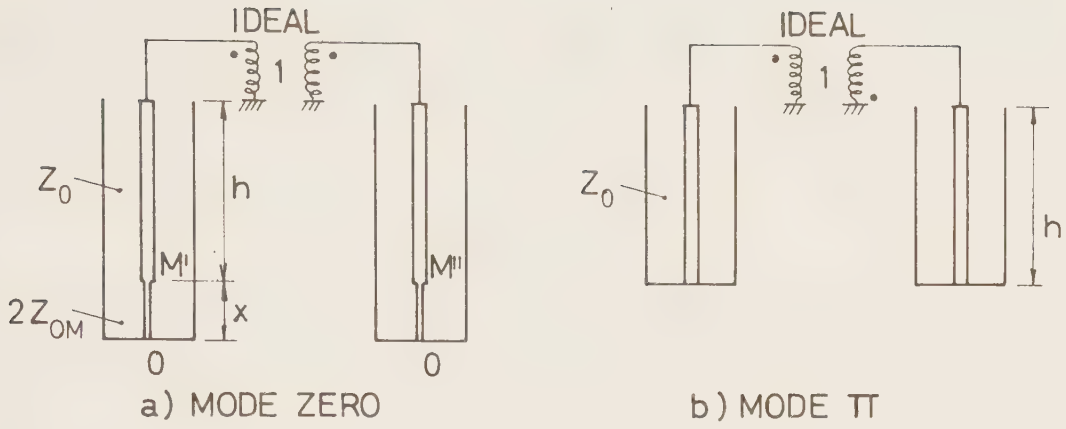


Fig. 26

Pour les modes zéro et π le système de la figure 25 peut se ramener, lorsque les égalités (3.7) sont réalisées, aux schémas a et b de la figure 26. Cela montre clairement comment le mode zéro est à basse fréquence et le mode π à haute fréquence.

Dans le cas plus général où les égalités (3.7) ne sont pas valables, et si l'on prend pour point de départ la figure 26a, les résonateurs seront considérés comme séparés, mais avec la section O-M divisée, non plus en parties égales, mais selon les coefficients α_1, α_2 (fig. 27). En outre, V_1 pouvant différer de V_2, le transformateur idéal de couplage comportera le rapport τ.

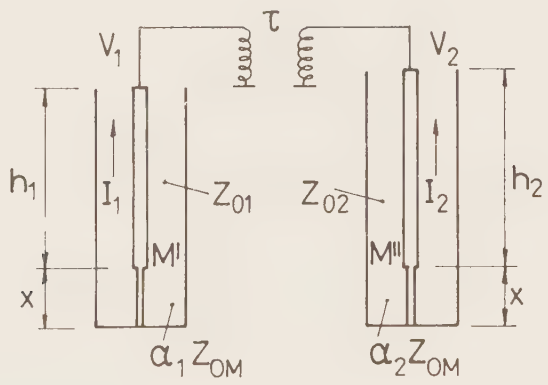


Fig. 27

Les tensions aux points M′ et M″ devant être égales entre elles, on aura :

$$I_1(\alpha_1 Z_{0M}) \operatorname{tg} \frac{2\pi x}{\lambda} = I_2(\alpha_2 Z_{0M}) \operatorname{tg} \frac{2\pi x}{\lambda} , \tag{3.11}$$

avec $(\alpha_1 Z_{0M})$ parallèle à $(\alpha_2 Z_{0M}) = Z_{0M}$, c'est-à-dire :

$$\frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_2} = 1 . \tag{3.12}$$

En donnant à l'équation (3.11) la forme :

$$I_1 Z_{o1} \operatorname{tg} \frac{2\pi x_1}{\lambda} = I_2 Z_{o2} \operatorname{tg} \frac{2\pi x_2}{\lambda} , \tag{3.13}$$

on observera que, sous la condition (3.9) on aura :

$$\begin{cases} x_1 \cong x\alpha_1 Z_{oM}/Z_{o1} \\ x_2 \cong x\alpha_2 Z_{oM}/Z_{o2} \end{cases} , \tag{3.14}$$

et puisque les lignes 1 et 2 résonnent à la même fréquence, il faudra que :

$$h_1 + x_1 = h_2 + x_2 . \tag{3.15}$$

Si l'on combine les équations (3.15) et (3.12), en tenant compte de l'approximation (3.14), il en résultera :

$$\alpha_1 = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{Z_{o1}}{Z_{o2}} - \Delta h \frac{Z_{o1}}{xZ_{oM}}\right)\left[1 \pm \sqrt{\frac{\Delta h \frac{Z_{o1}}{xZ_{oM}}}{\frac{1}{4}\left(1 + \frac{Z_{o1}}{Z_{oM}} - \frac{\Delta h Z_{o1}}{xZ_{oM}}\right)^2}}\right] , \tag{3.16}$$

relation dans laquelle, pour abréger, on a défini :

$$\Delta h = h_1 - h_2 . \tag{3.17}$$

Pour α_2, α_1 sont obtenus deux couples de valeurs qui définissent les deux modes d'oscillation.

Pour le cas envisagé au début, et les égalités (3.7) étant valables, on trouve, en fonction du signe figurant dans l'équation (3.16) :

$$\begin{cases} \alpha_1^+ = 2 \\ \alpha_2^+ = 2 \end{cases} \quad \begin{cases} \alpha_1^- = 0 \\ \alpha_2^- = 0 \end{cases} ,$$

ce qui montre que le signe + correspond au mode zéro et le signe - au mode π.

Pour en revenir au cas général, les longueurs d'onde de mode 0 et de mode π seront définies :

$$\begin{cases} \lambda_o = 4(h_1 + x\alpha_1^+ Z_{oM}/Z_{o1}) \\ \lambda_\pi = 4(h_1 + x\alpha_1^- Z_{oM}/Z_{o1}) \end{cases} , \tag{3.18}$$

et la fréquence centrale de la bande, entendue comme moyenne arithmétique, sera :

$$\omega_n \cong \frac{2\pi v}{(\lambda_o + \lambda_\pi)/2} = \frac{\pi v}{2h_1 + x(\alpha_1^+ - \alpha_1^-)Z_{oM}/Z_{o1}} , \tag{3.19}$$

v étant la vitesse de phase, supposée égale pour les deux lignes.

De même, la demi-largeur de bande Ω sera donnée par :

$$\Omega \cong \omega_n \frac{\lambda_o - \lambda_\pi}{\lambda_o + \lambda_\pi} = \omega_n \frac{x(\alpha_1^+ - \alpha_1^-)Z_{oM}/Z_{o1}}{2h_1 + x(\alpha_1^+ - \alpha_1^-)Z_{oM}/Z_{o1}} , \tag{3.20}$$

ce qui signifie que le mode zéro sera caractérisé par la fréquence $\omega_n - \Omega$ et le mode π par $\omega_n + \Omega$.

3.2.3 Rapport de transformation et impédances avec absence de pertes

D'après l'équation (3.11), il apparaît que l'égalité des tensions au point M comporte une répartition des courants conformément à la loi :

$$I_1 \alpha_1 = I_2 \alpha_2 \ . \tag{3.21}$$

Aux tensions s'appliquera donc la relation :

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{Z_{02} I_2}{Z_{01} I_1} = \frac{Z_{02}}{Z_{01}} (\alpha_1 - 1) \ , \tag{3.22}$$

de laquelle découlent les rapports de transformation de mode :

$$\begin{cases} \tau_0 = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)_0 = \frac{Z_{02}}{Z_{01}} (\alpha_1^+ - 1) \\ \\ \tau_\pi = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)_\pi = \frac{Z_{02}}{Z_{01}} (\alpha_1^- - 1) \end{cases} . \tag{3.23}$$

Si l'on observe qu'en vobulant avec un générateur de courant au point P_2 de la figure 25 il se produit deux pics pour V_2 (exactement comme si, au lieu du système de la figure 25, il y avait deux circuits résonants accordés à $\omega_n + \Omega$ et $\omega_n - \Omega$), on revient au schéma de la figure 28. Selon celui-ci, les transformateurs idéaux ont des rapports donnés par l'équation (3.23), et les impédances de chaque circuit sont, en fonction de la fréquence :

$$\begin{cases} Z_{2\,0} = \frac{\omega_n Z_{n2\,0}}{2} \frac{1}{S + j\Omega} \\ \\ Z_{2\,\pi} = \frac{\omega_n Z_{n2\,\pi}}{2} \frac{1}{S - j\Omega} \end{cases} . \tag{3.24}$$

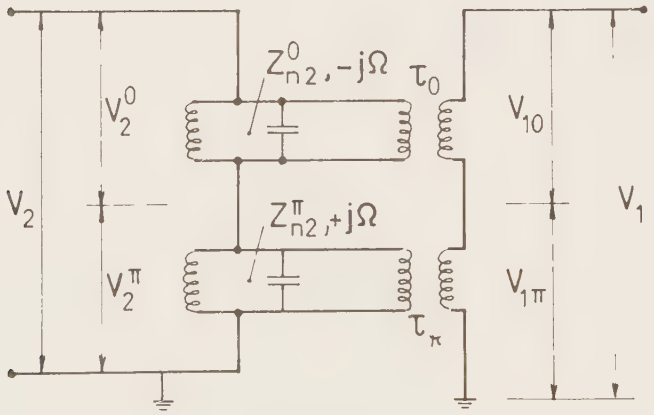


Fig. 28

Pour que les énergies réactives dans les deux schémas des figures 25 et 28 soient égales, il faudra, en accord avec la définition (1.5), que :

$$\begin{cases} \frac{1}{Z_{n2\,0}} = \frac{\pi}{4 Z_{02}} + \frac{\pi}{4 \tau_0^2 Z_{01}} \\ \\ \frac{1}{Z_{n1\,\pi}} = \frac{\pi}{4 Z_{02}} + \frac{\pi}{4 \tau_\pi^2 Z_{01}} \end{cases} . \tag{3.25}$$

Du schéma de la figure 28 se déduisent le rapport de transformation et l'impédance vue du point P_2 en fonction de la fréquence :

$$\frac{V_2}{V_1}(S) = \frac{S(Z_{n2\pi} + Z_{n2o}) + j\Omega(Z_{n2\pi} - Z_{n2o})}{S\left(\frac{Z_{n2\pi}}{\tau_\pi} - \frac{Z_{n2o}}{\tau_o}\right) + j\Omega\left(\frac{Z_{n2\pi}}{\tau_\pi} - \frac{Z_{n2o}}{\tau_o}\right)} . \tag{3.26}$$

$$\frac{V_2}{I_2}(S) = \frac{\omega_n}{2} \frac{S(Z_{n2\pi} + Z_{n2o}) + j\Omega(Z_{n2\pi} - Z_{n2o})}{S^2 + \Omega^2} . \tag{3.27}$$

L'impédance de transfert $Z_T = V_1/I_2$ pourra être tirée du quotient des relations précédentes.

3.2.4 Conditions de symétrie

Selon l'équation (3.27) apparaîtraient sur les côtés de la bande des pics d'impédance ayant une amplitude infinie. En pratique, les résonateurs ne pourront être exempts pertes et les pics auront une amplitude inégale. Si l'on veut établir les conditions d'égalité, il conviendra d'effectuer dans les équations (3.26) et (3.27) la transformation suivante, connue en théorie des filtres comme "prédistortion" :

$$S \rightarrow S + \sigma . \tag{3.28}$$

Cela signifie que les résonateurs, isolés, devront présenter le même facteur Q :

$$Q_1 = Q_2 = \frac{\omega_n}{2\sigma} . \tag{3.29}$$

Sur le schéma de la figure 28, les pertes pourront être concentrées dans les deux résistances, en parallèle aux points P_1 et P_2, qui ont pour valeurs :

$$\begin{cases} R_1 = \frac{4}{\pi} Z_{o1} \frac{\omega_n}{2\sigma} \\ R_2 = \frac{4}{\pi} Z_{o2} \frac{\omega_n}{2\sigma} \end{cases} . \tag{3.30}$$

Comme suite de l'équation (3.28), la fonction (3.27) présente deux pôles à :

$$S_1, S_2 = -\sigma \pm j\Omega \tag{3.31}$$

et un zéro à :

$$S_3 = -j\Omega \frac{Z_{n2\pi} - Z_{n2o}}{Z_{n2\pi} + Z_{n2o}} - \sigma , \tag{3.32}$$

qui sont les solutions respectives du dénominateur et du numérateur.

La symétrie de Z s'obtient lorsque le terme imaginaire dans l'équation (3.32) est nul, c'est-à-dire lorsque :

$$Z_{n2\pi} = Z_{n2o} \tag{3.33}$$

et dans le cas de l'équation (3.25), lorsque :

$$\tau_o^2 = \tau_\pi^2 .$$

De l'équation (3.23), il résulte que :

$$\alpha_1^+ - 1 = \pm (\alpha_1^- - 1) \ .$$

Le signe + doit être écarté parce qu'il impliquerait que $\alpha_1^+ = \alpha_1^-$ c'est-à-dire, conformément à l'équation (3.20), que $\Omega = 0$. En prenant le signe -, on a :

$$\tau_0 = - \tau_\pi = \sqrt{\frac{Z_{02}}{Z_{01}}} \tag{3.34}$$

et, par conséquent, pour l'équation (3.29) :

$$Z_{n20} = Z_{n2\pi} = \frac{2}{\pi} Z_{02} \ . \tag{3.35}$$

Les relations (3.26) et (3.27) peuvent s'écrire sous la forme :

$$\frac{V_2}{V_1}(S) = j \sqrt{\frac{Z_{02}}{Z_{01}}} \frac{S+\sigma}{\Omega} \tag{3.36}$$

$$\frac{V_2}{I_2}(S) = \frac{2}{\pi} Z_{02} \frac{\omega_n (S+\sigma)}{S^2 + 2\sigma S + \Omega^2 + \sigma^2} \ . \tag{3.37}$$

Les pôles et zéros de l'équation (3.37) sont représentés sur la figure 29.

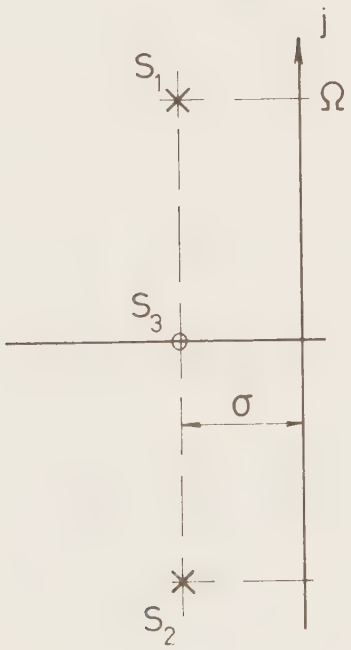


Fig. 29

3.2.5 Impédance, tensions et courants de plaque

Il convient, à ce propos, de faire observer que l'équation (3.37) ne représente pas la meilleure solution du problème. En fait, la transformation (3.28), qui est rendue nécessaire par la condition de l'égalité des phases, comporte la présence des résistances R_1, R_2, définies par l'équation (3.30), aux points P_1, P_2.

Alors que la résistance R_1 joue un rôle actif dans le transfert de l'énergie, comme montré précédemment, R_2 produit une perte non nécessaire et doit être éliminée.

Aussi, pour l'analyse du cas où Q_1 diffère de Q_2, on tirera encore parti des fonctions (3.36) et (3.37), pourvu que soit connectée en parallèle avec la borne P_2 une résistance R_2', qui pourra être également négative, de façon à porter le Q du résonateur 2 (isolé) de la valeur (3.29) à celle existant effectivement. On trouvera l'impédance résultante en faisant le parallèle de l'équation (3.37) avec R_2', tandis que le rapport de transformation (3.36) restera inchangé.

Pour illustrer un tel procédé, considérons le cas d'un grand intérêt pratique où le résonateur 2, n'étant pas chargé, présente des pertes négligeables. Dans un cas de ce genre, la résistance R_2 à brancher en parallèle sur P_2 vaut :

$$R_2' = -\frac{2}{\pi} Z_{02} \frac{\omega_n}{\sigma} \tag{3.38}$$

et, en effectuant le parallèle avant l'équation (3.37), on trouve :

$$\frac{V_2}{I_2}(S) = Z_2(S) = \frac{2}{\pi} Z_{02} \omega_n \frac{S+\sigma}{S^2 + \sigma S + \Omega^2}, \tag{3.39}$$

dont les pôles et zéros sont représentés sur la figure 30.

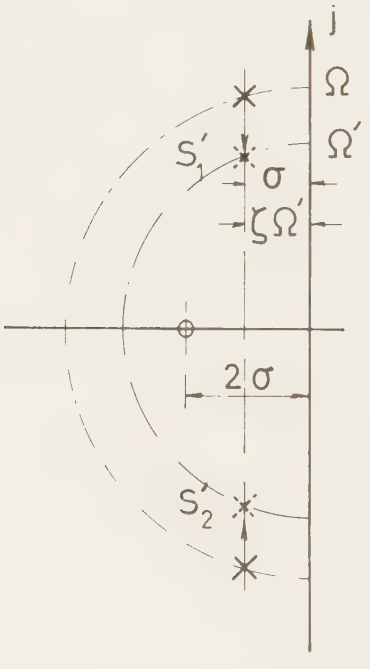


Fig. 30

Pour en revenir maintenant au circuit primitif de la figure 23, l'impédance de plaque devra être obtenue en établissant le parallèle entre l'équation (3.39) et l'impédance du résonateur de plaque, définie par :

$$Z_p(S) = \frac{\omega_n Z_{np}}{2(S + \sigma_p)} , \tag{3.40}$$

formule dans laquelle σ_p dépend des pertes et Z_{np} représente l'impédance caractéristique, au sens de l'équation (1.5), du résonateur constitué par la capacité de plaque du tube T et du "stub" d'accord correspondant.

Si l'on admet que les pertes sont négligeables en comparaison de celles qu'introduit la résistance R de la figure 1, $\sigma_p = 0$ dans l'équation (3.40).

L'opération de mise en parallèle aboutit à :

$$Z_2(S) = \frac{2}{\pi} \frac{Z_{02}\omega_n}{1 + \frac{4}{\pi}\frac{Z_{02}}{Z_{np}}} \frac{S + \sigma}{S^2 + \sigma S + \Omega^2 \Big/ \left(1 + \frac{4}{\pi}\frac{Z_{02}}{Z_{np}}\right)} . \tag{3.41}$$

Il est évident que le numérateur est resté inchangé, ainsi que l'impédance à résonance, tandis que les coordonnées des pôles, au lieu de $\sigma \pm j\Omega$, sont à présent $\sigma \pm j\Omega'$. Il s'ensuit que la bande passante a baissé de Ω à la valeur Ω' :

$$\Omega' = \Omega \Big/ \sqrt{1 + \frac{4}{\pi}\frac{Z_{02}}{Z_{np}}} , \tag{3.42}$$

et que les pics, σ demeurant inchangé, ont diminué de hauteur (voir fig. 30).

A la suite de l'introduction du paramètre d'amortissement ζ, défini par les équations (1.15) et (1.17), l'impédance peut être écrite :

$$Z_2(S) = Z_2(0) \frac{\Omega'}{2\zeta} \frac{S + 2\zeta\Omega'}{S^2 + 2\zeta\Omega' S + \Omega'^2} , \tag{3.43}$$

avec :

$$Z_2(0) = \frac{4}{\pi}\frac{\omega_n}{\Omega'} \frac{\zeta Z_{02}}{1 + \frac{4}{\pi}\frac{Z_{02}}{Z_{np}}} . \tag{3.44}$$

Le rapport de transformation (3.36) n'est pas changé par le parallèle avec l'équation (3.40). Toutefois, dans l'équation (3.36) apparaît Ω, qui est la largeur de bande *avant* le parallèle; en fonction de Ω', on a :

$$\frac{V_2}{V_1}(S) = T(0) \frac{S + 2\zeta\Omega'}{2\zeta\Omega'} , \tag{3.45}$$

avec :

$$T(0) = j \sqrt{\frac{Z_{02}}{Z_{01}}} \frac{2\zeta}{\sqrt{1 + \frac{4}{\pi}\frac{Z_{02}}{Z_{np}}}} . \tag{3.46}$$

Lorsque $S = j\Omega'$, la tension V_2 est :

$$|V_2(j\Omega)| = V_{pmx} = V_1\left(\frac{Z_{02}}{Z_{01}}\,\frac{1+4\zeta^2}{1+\frac{4}{\pi}\frac{Z_{02}}{Z_{np}}}\right)^{1/2}, \tag{3.47}$$

ce qui permet d'écrire l'équation (2.6).

Le courant (2.7) sera obtenu du quotient $\left[(V_2/V_1)(S)\right]/Z_2(S)$ en introduisant ensuite la puissance réactive $W_{01} = V_1^2\Omega/\left[(4/\pi)Z_{01}\omega_n\right]$.

3.2.6 Grandeurs géométriques

En se référant à la figure 25, il faut maintenant déterminer les longueurs h_1, x, h_2. En se rappelant que, de l'équation (3.34), il s'ensuit que :

$$\alpha_1^+ - 1 = -(\alpha_1^- - 1), \tag{3.48}$$

on obtient de l'équation (3.16) :

$$\Delta h\,\frac{Z_{01}}{xZ_{0M}} = \frac{Z_{01}}{Z_{02}} - 1 . \tag{3.49}$$

Les deux égalités précédentes nous permettent d'écrire que :

$$\begin{cases} \alpha_1^+ + \alpha_1^- = 2 \\ \alpha_1^+ - \alpha_1^- = 2\sqrt{\dfrac{Z_{01}}{Z_{02}}} \end{cases} . \tag{3.50}$$

En examinant les équations (3.19) et (3.20), on déduit :

$$\omega_n = \frac{\pi v}{2(h_1 + xZ_{0M}/Z_{01})}, \tag{3.51}$$

$$\Omega = \frac{x\omega_n Z_{0M}}{\sqrt{Z_{01}Z_{02}}(h_1 + xZ_{0M}/Z_{01})}, \tag{3.52}$$

$$\Omega = \frac{2}{\pi}\,\frac{\omega_n^2}{v}\,\frac{xZ_{0M}}{\sqrt{Z_{01}Z_{02}}} . \tag{3.53}$$

De cette dernière, on retire la longueur x du trait de couplage. Il faut se rappeler que Ω est la largeur de bande du système *sans* le résonateur anodique. Ω devra être calculé au moyen de l'équation (3.42), Ω' étant une donnée de départ.

Ensuite, de l'équation (3.51), on tire h_1 et, par l'équation (3.49), en se rappelant l'équation (3.17), on déduit h_2.

3.2.7 Adaptation au tube de puissance

Pour des valeurs déterminées de la tension HF imposée au résonateur 1, il peut arriver que la tension d'alimentation soit excessive si appliquée d'une façon permanente. La relation (3.47) fait voir que $V(j\Omega)$ peut être diminué grâce à un choix de valeurs judicieusement réduites de Z_{02} et Z_{np}. Toutefois, étant donné l'existence de limites inférieures

bien définies par des raisons mécaniques, il est possible que se fasse sentir la nécessité de disposer d'un transformateur d'impédance qui, par sa réalisation à lignes de transmission et son rapport de transformation inférieur à 1, ait l'aspect représenté schématiquement par la figure 31. Tel qu'il apparaît, le transformateur est composé par deux circuits résonants : la ligne L_p en $\lambda/4$ et le circuit anodique accordé par le "stub" S. Il faut s'attendre à l'apparition de deux modes d'oscillation; toutefois, si le couplage est assez étroit, un mode sera proche de ω_n et l'autre assez éloigné; il faudra faire attention qu'il soit situé suffisamment loin des harmoniques de la fréquence ω du travail.

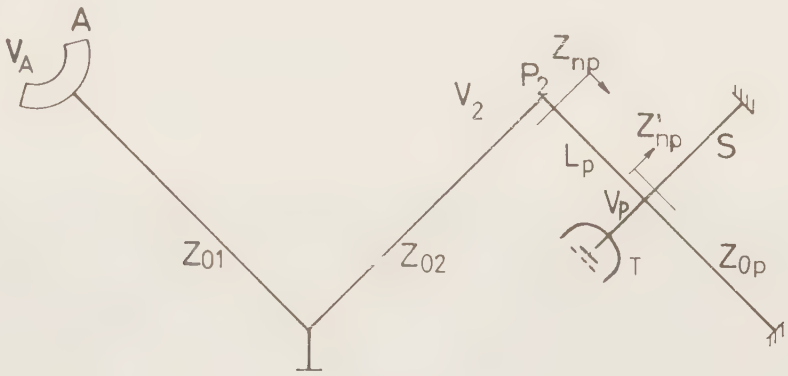


Fig. 31

Seront définis :

Z_{0p} = impédance caractéristique de la ligne qui constitue le transformateur de plaque.

τ = rapport de transformation entre la tension V_2 et la tension V_p existant sur la plaque du tube T.

Z'_{np} = impédance caractéristique du circuit accordé de plaque, précédemment défini par Z_{np}.

A propos du schéma de la figure 31, on observe que dans l'équation (3.46), il faudra substituer à Z_{np} l'impédance résultant de l'ensemble transformateur et circuit anodique de T. Elle résulte du parallèle de $\tau^2 Z'_{np}$ avec $4Z_{0p}/\pi$. De simples transformations permettent de tirer des équations (3.46) et (3.3) :

$$\tau = \sqrt{K \frac{Z_{02}}{Z_{n1}} \frac{Z_{0p}}{Z_{0p} + Z_{02}}}\ , \qquad (3.54)$$

K étant un paramètre adimensionnel dépendant des données du projet :

$$K = \frac{4}{\pi}\left[\left(\frac{V_A}{V_{mx}}\right)^2 (1 + 4\zeta^2) - \frac{Z_{n1}}{Z'_{np}}\right]. \qquad (3.55)$$

Les mêmes considérations peuvent être employées lorsque la tension V(Ω) apparaît trop inférieure aux possibilités du tube T, ce qui nécessite l'emploi d'un transformateur pour remonter la tension.

3.2.8 Exemple

Soit une électrode d'accélération résonante dont les caractéristiques sont les suivantes : $Z_{n1} = 50$ ohm; $Z_{01} = 50$ ohm; $Z'_{np} = 60$ ohm (tube Eimac 4CW50000C); $V_{max} = 11$ kV (limite fixée par l'alimentation disponible qui est du type à tension constante).

On demande : $V_A = 30$ kV constants entre 30,5 et 29,5 MHz, fonctionnement de classe B du type à impulsions avec un coefficient d'utilisation δ égal à 0,15; $d\Lambda/dt$ constant. On choisit, d'après la caractéristique de la lampe, $\beta = 0{,}18$.

Pour la relation (3.3), $V_1 = 30\sqrt{4/\pi} = 33{,}9$ kV. Comme il résulte des données que $\omega_n = 30$ MHz, $\Omega = 0{,}5$ MHz, on aura pour l'équation (1.14) : $W_{01} = 300$ kVA. Afin de réduire la dissipation de plaque, on choisit $\zeta = 0{,}25$. On en déduit la dissipation anodique :

$$W_{p\ell} = 0{,}78 W_{01} \cdot \delta = 234 \cdot 0{,}15 = 35 \text{ kW} .$$

Compte tenu de l'équation (1.15), la puissance dissipée dans la résistance R de la figure 23 est :

$$W = 2 \times 0{,}25 \cdot W_{01} \cdot \delta = 150 \times 0{,}15 = 22{,}5 \text{ kW} .$$

En supposant que $Z_{02} = 50$ ohm, on obtient par l'équation (3.47) :

$$V_{mx} = 33{,}9 \sqrt{1{,}27/2{,}27} = 25{,}2 \text{ kV} .$$

Comme cette valeur réclamerait une tension d'alimentation de $1{,}18 \times 25{,}2 = 29{,}7$ kV, il est fait usage du transformateur de la figure 31. De l'équation (3.55), il s'ensuit que $K = 10{,}75$. En admettant que $Z_{0p} = 50$ ohm, la relation (3.54) devient $\tau = \sqrt{10{,}5/2} = 2{,}3$, ce qui donne $x = 6{,}22$ cm. Afin de vérifier les valeurs minimales et maximales de courant et tension, il est possible de déterminer par les figures 24 et 25 :

$$V_{mx} = 11 \text{ kV} \qquad I_{min} = 11 \cdot 300/11 = 30 \text{ A}$$

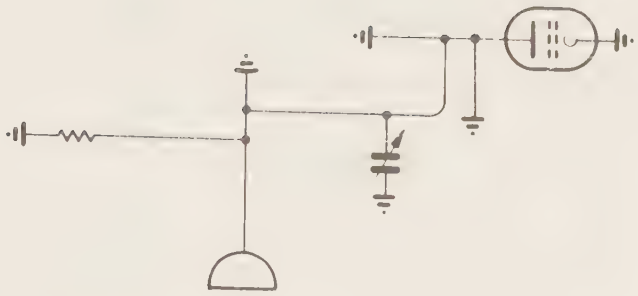
$$V_{min} = 0{,}45 \cdot 11 = 4{,}95 \text{ kV} \qquad I_{mx} = 2{,}25 \cdot 300/11 = 61{,}3 \text{ A} .$$

Cette valeur de courant, si elle est assez élevée, est encore considérée comme acceptable pour un fonctionnement par impulsions en classe B. La figure 32 montre l'amplificateur ainsi réalisé comme générateur HF d'un cyclotron d'étude[2] de 20 MeV. Au-dessus, on a dessiné le schéma électrique.

3.3 Circuit à trois pics d'impédance réalisé au moyen de lignes coaxiales

3.3.1 Analyse du circuit

En se référant à la figure 31, on déconnectera le transformateur de plaque du point P_2 et on effectuera la liaison entre le résonateur 2 et le tube T en interposant un circuit du type montré dans la figure 25. Le nouveau circuit apparaît comme dans la figure 33, où le résonateur d'accélération est représenté uniquement par la ligne Z_{01}. Ω_1 et Ω_2 sont les largeurs de bande des circuits $P_1X_1P_2$ et $P_2X_3P_4$ isolés. Si, dans le circuit $P_2X_3P_4$ isolé, on charge la terminaison ouverte de la ligne Z_{03} par une résistance R_0, en accord



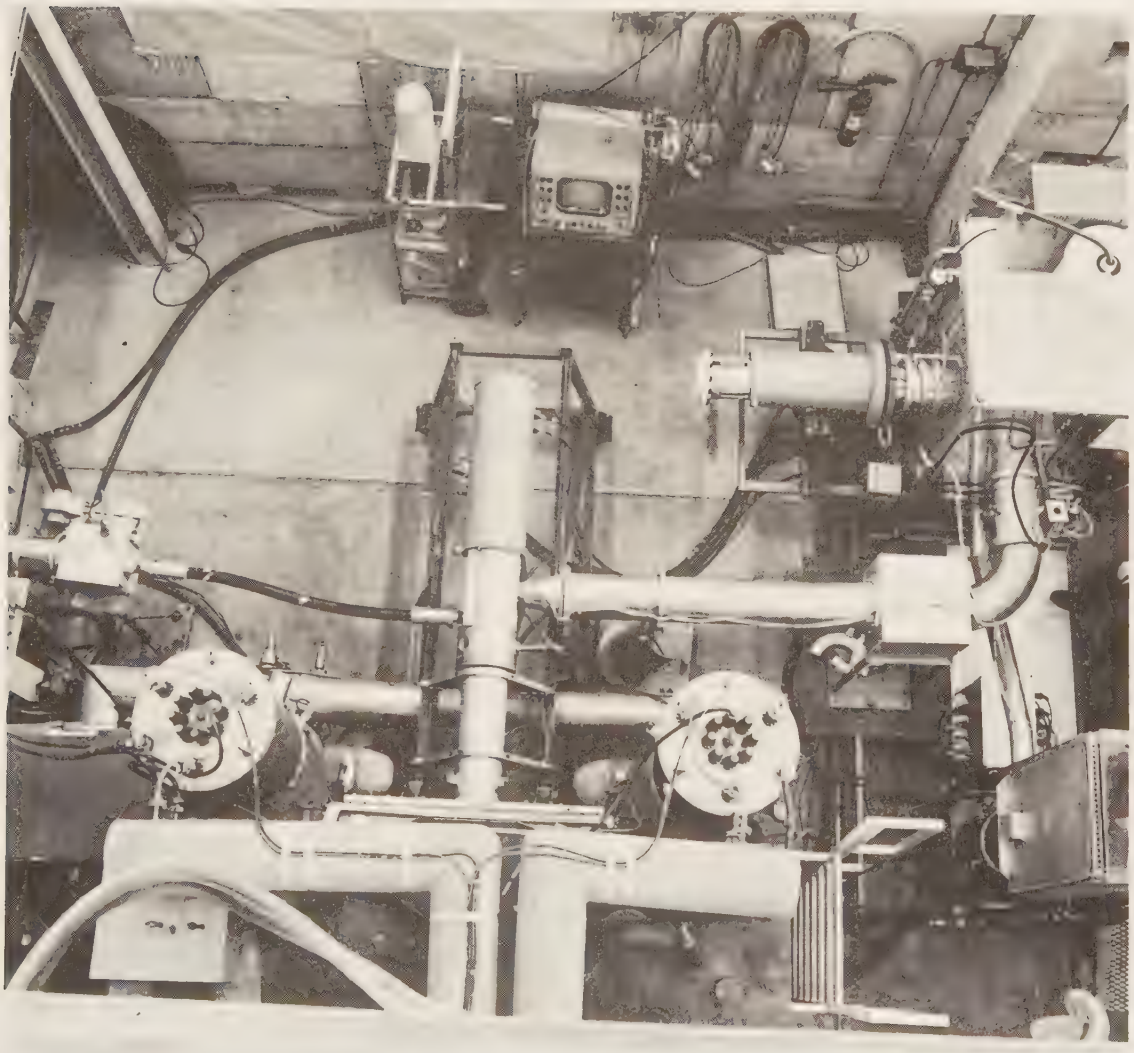


Fig. 32

avec l'équation (3.41), l'impédance Z_4, vue du point P_4, avec transformateur connecté, sera :

$$Z_4(S) = \frac{2}{\pi} \frac{Z_{04}\omega_n}{1 + \frac{4}{\pi}\frac{Z_{04}}{Z_{0p}}} \frac{S + \sigma_0}{S^2 + \sigma_0 S + \Omega_3^2 \Big/ \left(1 + \frac{4}{\pi}\frac{Z_{04}}{Z_{0p}}\right)} . \tag{3.56}$$

La relation entre R_0 et σ_0 est donnée par l'équation (3.33), soit :

$$\sigma_0 = \frac{2}{\pi} \frac{Z_{03}\omega_n}{R_0} . \tag{3.57}$$

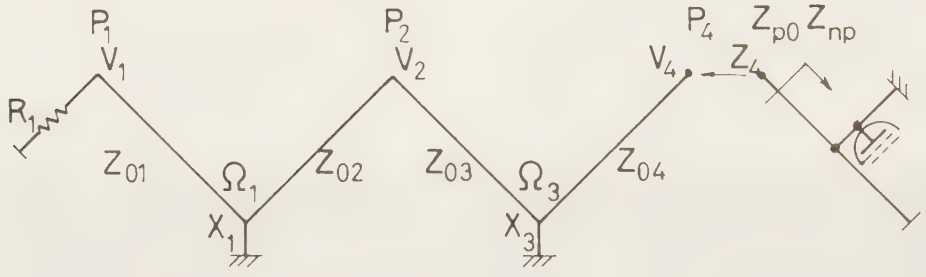


Fig. 33

Dans le schéma de la figure 33, on voit que, en réalité, R_0 est une fonction de S, c'est-à-dire qu'elle est l'impédance de la section $P_2X_1P_1$ telle que donnée par l'équation (3.41) (Ω doit être changée par Ω_1) :

$$\sigma_0 = \frac{Z_{03}}{Z_{02}} \frac{S^2 + \sigma S + \Omega_1^2}{S + \sigma} . \tag{3.58}$$

En substituant l'équation (3.58) dans l'équation (3.56), on obtiendra une fonction du troisième degré dans le dénominateur. Afin d'employer la méthode de Evans[19], on écrira le dénominateur sous la forme :

$$D = S(S^2 + \sigma S + h\Omega_3^2)\left[1 + K \frac{\Omega_3 \sigma}{S(S^2 + \sigma S + h\Omega_3^2)}\right] , \tag{3.59}$$

où h est celui défini dans l'équation (3.42) et K est le coefficient de couplage :

$$K = \frac{1}{\left(1 + \frac{Z_{03}}{Z_{02}}\right)\left(1 + \frac{4}{\pi}\frac{Z_{04}}{Z_{np}}\right)} . \tag{3.60}$$

Les racines de D en fonction de K parcourent le lieu décrit dans la référence 20. Le résultat de l'analyse donne :

$$Z_4(S) = \frac{2}{\pi} \frac{\omega_n Z_{04}}{1 + \frac{4}{\pi}\frac{Z_{04}}{Z_{np}}} \frac{S^2 + \sigma S + \Omega_1^2}{(S + p)(S^2 + 2qS + h^2\Omega_3^2)} \frac{Z_{03}}{Z_{02} + Z_{03}} , \tag{3.61}$$

avec :

$$\begin{cases} h = \left(\dfrac{Z_{03}}{Z_{02}} \dfrac{\Omega_1^2}{\Omega_3^2} + \dfrac{1}{1 + \dfrac{4}{\pi} \dfrac{Z_{04}}{Z_{np}}} \right) \dfrac{Z_{02}}{Z_{02} + Z_{03}} \\ p \cong \dfrac{\sigma}{\left(1 + \dfrac{4}{\pi} \dfrac{Z_{04}}{Z_{np}} \right) \dfrac{Z_{03}}{Z_{02}} \dfrac{\Omega_1^2}{\Omega_3^2} + 1} \\ q = \dfrac{\sigma - p}{2} \end{cases} . \tag{3.62}$$

L'équation (3.61) est représentée sur le plan S comme dans la figure 34. A la résonance, l'équation (3.61) donne :

$$Z_4(0) = \frac{2}{\pi} \frac{Z_{04} Z_{03}}{Z_{02}} \frac{\Omega_1^2}{\Omega_3^2} \frac{\omega_n}{\sigma} . \tag{3.63}$$

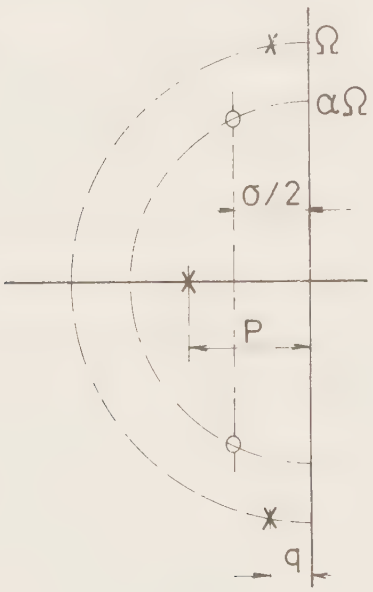


Fig. 34

Il sera préférable dans l'équation (3.61) d'exprimer les largeurs de bande en fonction du rayon Ω sur lequel sont situés les pôles dominants, c'est-à-dire en fonction de la bande passante du système.

On pose :

$$\Omega = \Omega_3 \sqrt{h} , \tag{3.64}$$

et ainsi :

$$\Omega_1 \sqrt{\frac{Z_{03}}{Z_{02} + Z_{03}}} = \alpha\Omega . \tag{3.65}$$

En remaniant les premières équations (3.62), on obtient :

$$p = 2\zeta(1-\alpha^2)\Omega \tag{3.66}$$

et, de la dernière équation (3.62) :

$$q = \zeta\alpha^2\Omega \ . \tag{3.67}$$

En introduisant enfin dans l'équation (3.62) le paramètre ζ défini par les équations (1.11), (1.15) et (1.17), on obtient finalement :

$$Z_4(S) = \frac{2}{\pi} \frac{\omega_n Z_{04}}{1 + \frac{4}{\pi}\frac{Z_{04}}{Z_{np}}} \frac{S^2 + 2\zeta\Omega S + \alpha^2\Omega^2}{[S + 2\zeta(1-\alpha^2)\Omega][S^2 + 2\zeta\alpha^2\Omega S + \Omega^2]} \ . \tag{3.68}$$

Pour le rapport de transformation, on rappellera l'équation (3.36) :

$$\frac{V_2}{V_1}(S) = j\sqrt{\frac{Z_{02}}{Z_{01}}}\frac{S+\sigma}{\Omega_1}$$

$$\frac{V_4}{V_2}(S) = j\sqrt{\frac{Z_{04}}{Z_{03}}}\frac{S+\sigma_0}{\Omega_3}$$

En effectuant le produit et en substituant σ_0 moyennant l'équation (3.58), on obtient :

$$\frac{V_4}{V_1}(S) = -\sqrt{\frac{Z_{04}Z_{02}}{Z_{03}Z_{01}}}\left(1 + \frac{Z_{03}}{Z_{02}}\right)\frac{S^2 + 2\zeta\Omega S + \alpha^2\Omega^2}{\Omega_1\Omega_3} \ . \tag{3.69}$$

L'admettance de transfert I_4/V_1 est donnée par le produit de l'équation (3.69) par l'inverse de l'équation (3.68) :

$$\frac{I_4}{V_1}(S) = -\frac{\pi}{2}\frac{Z_{02}+Z_{03}}{\sqrt{Z_{01}Z_{02}Z_{03}Z_{04}}}\left(1 + \frac{4}{\pi}\frac{Z_{04}}{Z_{np}}\right)\frac{[S+2\zeta(1-\alpha^2)\Omega][S^2+2\zeta\alpha^2\Omega S+\Omega^2]}{\Omega_1\Omega_3\omega_n} \ . \tag{3.70}$$

3.3.2 Equations de construction

En pratique, Ω, $(V_4/V_1)(0)$, Z_{01} sont des données de départ; α est choisi selon l'équation (2.14) et ζ selon les courbes de la figure 13. Z_{np} est dictée en partie par les caractéristiques de la lampe de puissance; enfin, le paramètre :

$$\eta = \frac{Z_{03}}{Z_{02}} \tag{3.71}$$

peut être choisi librement entre des limites établies par la technologie. Il faut rechercher Ω_1, Ω_3 d'où les traits de couplage x_1, x_3 et Z_{n4}. De l'équation (3.65) on obtient :

$$\Omega_1 = \alpha\Omega\sqrt{\frac{\eta+1}{\eta}} \ , \tag{3.72}$$

et de l'équation (3.64) :

$$\Omega_3 = \Omega\sqrt{(1+\eta)\left(1+\frac{4}{\pi}\frac{Z_{04}}{Z_{np}}\right)(1-\alpha^2)} \ . \tag{3.73}$$

De l'équation (3.69), calculée pour S = 0 :

$$\frac{Z_4}{Z_1} = \left[\frac{V_4}{V_1}(0)\right]^2 \left(1 + \frac{4}{\pi}\frac{Z_{04}}{Z_{np}}\right) \frac{1-\alpha^2}{\alpha^2} \,. \tag{3.74}$$

La longueur des traits x_1, x_3 est obtenue grâce à l'équation (3.53), tandis que de l'équation (3.54), on tire :

$$Z_4(0) = \frac{1}{\pi\zeta}\frac{\omega_n}{\Omega} Z_{01} \left[\frac{V_4}{V_1}(0)\right]^2 \,. \tag{3.75}$$

3.3.3 Réalisation du circuit de Lévy

Si, au moyen du circuit à lignes de la figure 33, on veut réaliser le filtre de Lévy à trois pics décrit dans l'équation (2.18), il faut simplement substituer l'équation (3.59) dans l'équation (3.56). En comparant, terme par terme, le résultat avec l'équation (2.18) on obtient Ω_1, Ω_3, n.

3.4 Circuit à transformateur accordé et à lignes

3.4.1 Analyse du circuit

Entre le circuit à lignes de la figure 23 et le transformateur anodique, on interpose un transformateur accordé, selon la figure 35. Cette disposition présente l'avantage de ne pas demander de transformateur anodique à lignes et de se prêter plus facilement à être alimentée par un "push-pull".

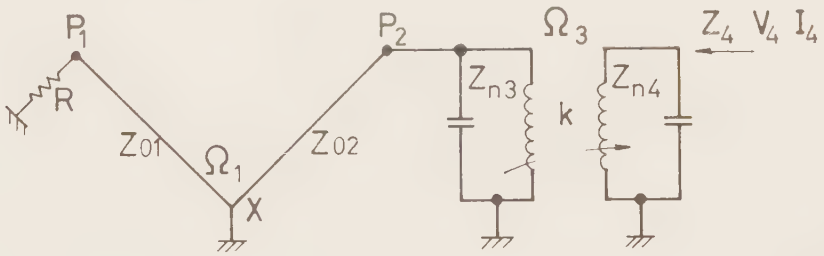


Fig. 35

On considère d'abord l'impédance secondaire d'un transformateur chargé au primaire par une résistance R_0 [21] :

$$Z_4(S) = Z_4(0)\frac{\Omega_3}{\sigma_0}\frac{S+\sigma_0}{S^2+\sigma_0 S+\Omega_3^2} \,, \tag{3.76}$$

avec :

$$Z_4(0) = \frac{1-k^2}{k^2}\frac{Z_{n3}Z_{n4}}{R_0} \tag{3.77}$$

et :

$$\sigma_0 = \frac{\omega_n Z_{n3}}{2R_0} \,. \tag{3.78}$$

En réalité, R_0 est l'impédance d'entrée de la section P_1XP_2, étant définie par l'équation (3.41). L'équation (3.78) est donc en réalité :

$$\sigma_0 = \frac{\pi}{4}\frac{Z_{n3}}{Z_{02}}\frac{S^2 + \sigma S + \Omega_1^2}{S + \sigma} \quad . \tag{3.79}$$

En substituant dans l'équation (3.76) et en appliquant ensuite la méthode de Evans, on obtient :

$$Z_4(S) = 2\frac{1-k^2}{k^2}\frac{\Omega_3^2}{\omega_n} Z_{n4} \frac{S^2 + \sigma S + \Omega_1^2 \dfrac{\frac{\pi}{4} Z_{n3}}{\frac{\pi}{4} Z_{n3} + Z_{02}}}{(S+p)(S^2 + 2qS + h\Omega_3^2)} \quad , \tag{3.80}$$

avec :

$$\begin{cases} h = \left(\dfrac{\pi}{4}\dfrac{Z_{n3}}{Z_{02}}\dfrac{\Omega_1^2}{\Omega_3^2} + 1\right)\dfrac{Z_{02}}{\frac{\pi}{4} Z_{n3} + Z_{02}} \\ p \cong \dfrac{\sigma}{\frac{\pi}{4}\dfrac{Z_{n3}}{Z_{02}}\dfrac{\Omega_1^2}{\Omega_3^2} + 1} \\ q = \dfrac{\sigma - p}{2} \end{cases} \quad . \tag{3.81}$$

En introduisant la bande Ω, on aura :

$$\begin{cases} \Omega_3\sqrt{h} = \Omega \\ \Omega_1\sqrt{\dfrac{\frac{\pi}{4} Z_{n3}}{\frac{\pi}{4} Z_{n3} + Z_{02}}} = \alpha\Omega \\ \sigma = 2\zeta\Omega \end{cases} \quad . \tag{3.82}$$

Etant donné[21] que :

$$k = \frac{2\Omega_1}{\omega_n} \quad , \tag{3.83}$$

l'impédance primaire devient :

$$Z_4(S) = \frac{1-k^2}{2}\omega_n Z_{n4}\frac{S^2 + 2\zeta\Omega S + \alpha^2\Omega^2}{[S + 2\zeta(1-\alpha^2)\Omega][S^2 + 2\zeta\alpha^2\Omega S + \Omega^2]} \quad , \tag{3.84}$$

donc analogue à l'équation (3.68).

Pour le rapport de transformation, on a :

$$\frac{V_4}{V_2} = j\frac{1-k^2}{k}\sqrt{\frac{Z_{n4}}{Z_{n3}}}\frac{S + \sigma_0}{\Omega_1} \quad . \tag{3.85}$$

En introduisant l'équation (3.79) et $(V_2/V_1)(S)$, on obtient :

$$\frac{V_4}{V_1}(S) = -\frac{1-k^2}{k}\sqrt{\frac{Z_{n4}Z_{02}}{Z_{01}Z_{n3}}}\,\frac{1+\frac{\pi}{4}\frac{Z_{n3}}{Z_{02}}}{\Omega_1\Omega_3}\,(S^2+\sigma S+\alpha^2\Omega^2)\ . \tag{3.86}$$

3.4.2 Equations de construction

Si l'on suppose que Ω, $(V_4/V_1)(0)$, Z_{01} soient des données de départ, que α soit établi par l'équation (2.14) et ζ par les courbes de la figure 13, Z_{n4} sera déterminée par la capacité anodique de la lampe de puissance.

On définit le paramètre :

$$\eta = \frac{\pi}{4}\frac{Z_{n3}}{Z_{02}} \tag{3.87}$$

et l'on recherche Ω_1, Ω_3, d'où le trait de couplage x_1 et le coefficient K. De la deuxième équation (3.82), en tenant compte de la première équation (3.81), on déduit :

$$\Omega_1 = \Omega\alpha\sqrt{\frac{\eta+1}{\eta}}\ , \tag{3.88}$$

puis :

$$\Omega_3 = \Omega\sqrt{(1+\eta)(1-\alpha^2)}\ , \tag{3.89}$$

et enfin, de l'équation (3.83) :

$$k = \frac{2\Omega}{\omega_n}\sqrt{(1+\eta)(1-\alpha^2)}\ . \tag{3.90}$$

Le rapport de transformation et l'impédance primaire peuvent être plus élevés que dans le circuit entièrement à lignes étudié dans la section 3.3.

En fait, en prenant S = 0 dans l'équation (3.86), et en tenant compte des équations (3.88) et (3.89), on trouve :

$$\frac{V_4}{V_1}(0) = \frac{\omega_n}{\Omega}\,\frac{1-\frac{2\Omega}{\omega_n}\sqrt{(1-\eta)(1-\alpha^2)}}{2\sqrt{1+\eta}}\,\frac{\alpha}{1-\alpha^2}\sqrt{\frac{\pi}{4}\frac{Z_{n4}}{Z_{01}}}\ , \tag{3.91}$$

ce qui prouve que le rapport de transformation est d'autant plus élevé que la bande passante est étroite. Pour l'impédance primaire on pourra encore faire usage de l'équation (3.75).

4. REALISATION PRATIQUE DE LA CHAINE DE COUPLAGE POUR RESONATEUR DU TYPE REENTRANT

On peut, dans ce cas, coupler au moyen d'une boucle (fig. 36), ou directement au moyen d'une ligne coaxiale (fig. 37), ou d'une ligne bifilaire (fig. 38)[20]. Dans le premier cas, on obtient des coefficients de couplage assez petits[21] de l'ordre du rapport de surfaces, dans les autres cas le coefficient est plus proche de l'unité, ce qui permet d'obtenir des largeurs de bandes assez élevées.

4.1 Couplage direct

Les schémas des figures 37 et 38 peuvent être reconduits au circuit équivalent de la figure 39. Si la longueur de la ligne est $k(\lambda_n/4)$, avec k impair, l'impédance d'entrée présentera deux pics. Dans ce qui suit, on donnera une démonstration élémentaire; pour une discussion plus convaincante basée sur le lieu des racines, on peut se rapporter à la référence 21. L'impédance du résonateur est donnée par (3.1) avec $\tau_1 = 1$. L'impédance $Z_2(s)$ est donnée par l'équation des lignes (3.2) où la tangente vaut :

$$\operatorname{tg} \frac{\omega}{\omega n} \frac{\pi}{2} k = \operatorname{tg}\left(1 + \frac{\Delta\omega}{\omega n}\right) \frac{\pi}{2} k = - \operatorname{ctg} \frac{\Delta\omega}{\omega n} \frac{\pi}{2} k \cong \frac{2}{\pi k} \frac{\omega n}{\Delta\omega} . \tag{4.1}$$

En faisant $S = j\Delta\omega$ on obtient :

$$Z_2(s) = \frac{\omega n}{2} \left(Z_{n1} + \frac{4}{\pi k} Z_0\right) \frac{S + \sigma_z}{S^2 + \sigma S + \Omega^2} , \tag{4.2}$$

avec :

$$\Omega = \omega n \frac{Z_{n1}}{k\pi Z_0}$$

$$\sigma_z = \frac{\sigma}{\frac{k\pi}{4} \frac{Z_{n1}}{Z_0} + 1} \tag{4.3}$$

en introduisant le coefficient ζ défini par (1.15) on peut démontrer que $\zeta\Omega = \sigma_2/2$. On obtient :

$$\sigma_z = \frac{2\zeta\Omega}{\left(\frac{\pi}{2} \frac{\Omega}{\omega n}\right)^2 + 1} \tag{4.4}$$

qui tend vers la valeur $2\zeta\Omega$ lorsque $\Omega \ll \omega n$. On pourra donc écrire $Z_2(s)$ sous la forme :

$$Z_2(s) \cong Z_2(0) \frac{\Omega}{2\zeta} \frac{S + 2\zeta\Omega}{S^2 + 2\zeta\Omega S + \Omega^2} \tag{4.5}$$

avec :

$$Z_2(0) = \frac{4\zeta\Omega}{\omega n} \frac{Z_0}{Z_{n1}} = \frac{Z_0^2}{R_1} . \tag{4.6}$$

Si l'on branche la ligne, côté Z_2, sur une lampe ayant une capacité parasite C_p, il faudra, soit raccourcir la ligne[20] soit la faire résonner avec une inductance. L'impédance $Z_{np} = 1/\omega n C_p$ du circuit de plaque a pour effet[21] de substituer dans (4.5) Ω par :

$$\Omega' = \frac{\Omega}{1 + \frac{4}{\pi} \frac{Z_{np}}{Z_0}} . \tag{4.7}$$

La fréquence σ demeurant inchangée, on aura un nouveau coefficient d'amortissement ζ' satisfaisant $\zeta'\Omega' = \zeta\Omega$. L'équation (4.6) n'est pas affectée.

Le comportement du circuit sera complètement connu lorsqu'on donnera une autre équation en plus de (4.5), par exemple le rapport de transformation.

De la théorie des lignes on a :

$$\frac{V_2}{V_1} = \cos \frac{k\pi}{2} \frac{\omega}{\omega n} + j \frac{Z_0}{Z_1} \sin k \frac{\pi}{2} \frac{\omega}{\omega n} \tag{4.8}$$

et l'on observe que pour de faibles écartements $\Delta\omega$ de ωn, on pourra écrire :

$$\sin k\frac{\pi}{2}\left(1+\frac{\Delta\omega}{\omega n}\right)\cong 1 \qquad \cos\frac{k\pi}{2}\left(1+\frac{\Delta\omega}{\omega n}\right)\cong -\frac{k\pi}{2}\frac{\Delta\omega}{\omega n}\ . \tag{4.9}$$

Ainsi, on trouve, en simplifiant au moyen des équations (4.3) :

$$\frac{V_2}{V_1}(s) \quad T(0)\,\frac{S+\sigma}{\sigma}\ ,$$
$$T(0)=\frac{2Z_0\sigma}{Z_{n1}\omega n}\ . \tag{4.10}$$

4.2 Couplage avec ligne de transmission

Avec la disposition indiquée dans la figure 36, l'impédance Z_3 à l'entrée de la ligne sera obtenue en substituant, dans la figure 39, l'impédance Z_1 par l'impédance Z_2 donnée par le circuit équivalent de la figure 40. Par des calculs simples, on obtient :

$$Z_2(s)=2L_2\,\frac{S^2+\sigma S+(\omega n^2k^2/4)}{S+\sigma}\ , \tag{4.11}$$

$$\frac{V_2}{V_1}(s)=\frac{M}{L_1}\,\frac{4}{k^2\omega n^2}\left[S^2+\sigma S+(\omega n^2k^2/4)\right]\ . \tag{4.12}$$

L'impédance $Z_3(s)$ que l'on observe à l'entrée de la ligne est encore du type (4.5) avec :

$$\mathcal{L}=\omega nk\,\sqrt{\frac{Z_{n2}/\pi Z_0}{1+\frac{4}{\pi}\frac{Z_{n2}}{Z_0}}}\ , \tag{4.13}$$

$$Z_3(0)=\frac{Z_0^2}{Z_{n2}k^2Q}\ . \tag{4.14}$$

Cette dernière, en substituant k au moyen de (4.13), nous donne :

$$Z_3(0)=\frac{4\zeta Z_0\omega n}{\pi\Omega}\,\frac{1}{1+\frac{4}{\pi}\frac{Z_{n2}^2}{Z_0}}\ . \tag{4.15}$$

Pour le rapport de transformation, on trouve :

$$\frac{V_3}{V_1}(s)=\frac{V_3}{V_1}(0)\,\frac{1}{\frac{\omega n}{2Q}\left(1+\frac{\pi Z_{n2}k^2}{4Z_0}\right)}\left[S+\frac{\omega n}{2Q}\left(1-\frac{\pi Z_{n2}k^2}{4Z_0}\right)\right]\ , \tag{4.16}$$

avec :

$$\frac{V_3}{V_1}(0)=\frac{Z_0}{kQ\sqrt{Z_{n1}\,Z_{n2}}}\ . \tag{4.17}$$

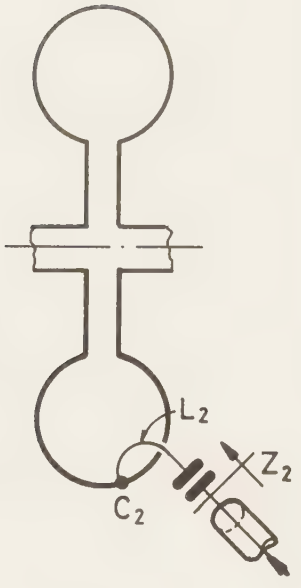


Fig. 36

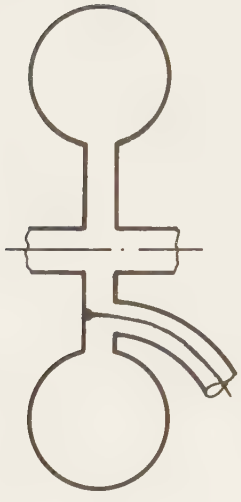


Fig. 37

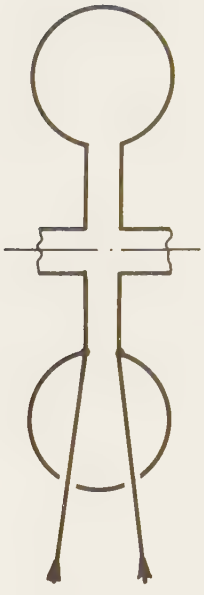


Fig. 38

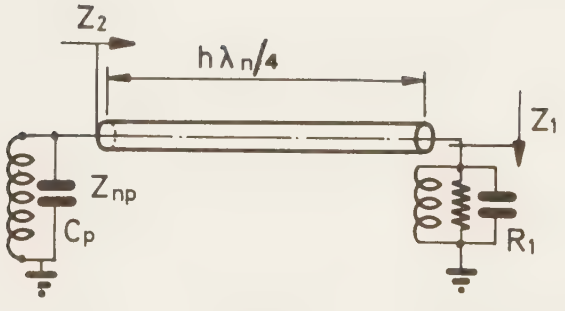


Fig. 39

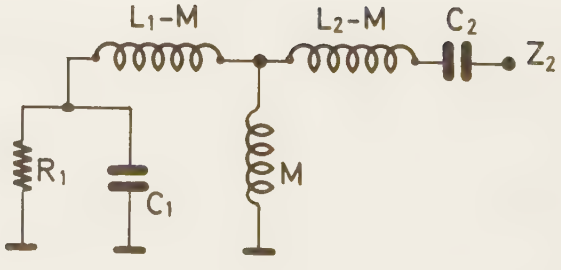


Fig. 40

5. CONCLUSION

Pour des cavités accélératrices fonctionnant sur une certaine largeur de bande, la notion de "bonne adaptation" est différente si l'on travaille avec des taux d'utilisation petits ou proches de 1.

Dans le premier cas, la puissance ne joue pas un rôle déterminant. Il s'agit seulement de réduire le paramètre W_R (improprement appelé puissance de référence), donc les performances, les dimensions et le coût de la lampe.

Pour une cavité accélératrice donnée et une tension accélératrice constante dans la bande, W_R dépend uniquement du circuit. En général, on observe une diminution de W_R lorsque la complexité du circuit de couplage augmente. W_R diminue aussi, quoique non linéairement, avec l'amortissement de la cavité accélératrice.

Lorsque le taux d'utilisation est proche de 1, le critère de bonne adaptation revient à celui de réduire les pertes anodiques $W_{p\ell}$ du tube de puissance. Il n'est pas possible de donner des critères, sinon lorsque la fréquence accélératrice f(t) ne varie pas linéairement dans la bande avec tension d'accélération constante. Dans ces cas, $W_{p\ell}$ dépend du type du circuit et aussi de l'amortissement ζ de la cavité accélératrice, les petites valeurs de ζ produisant une diminution sensible de $W_{p\ell}$ par rapport au cas $\zeta = 0$.

D'autres facteurs aussi importants que la bonne adaptation, dont il faut tenir compte, sont représentés par la disponibilité d'espace autour de la machine et aussi par les phénomènes transitoires.

REFERENCES

1) E. Regenstreif, Le Synchrotron à protons du CERN, 1re partie, CERN 59-6a (1959).

2) MSC staff, Proposal for the improvement of the 600 MeV Synchro-cyclotron, MSC/Int.67-5, 1 Aug. 1967.

3) K.H. Schmitter, Le système HF du Synchrocyclotron du CERN, CERN 59-33 (1959).

4) The Gustav Werner Institute, University of Uppsala, Synchrocyclotron development, Progress Report, 1 April 1965.

5) Arata Suzuki, The wide band amplifier system for the University of Chicago, Enrico Fermi Institute, Univ. of Chicago Rpt. EFINS 68-79 (1968).

6) The SC user's manual, CERN, sect. B3.

7) A. Susini, The combined RF and coil extractor, comparison between narrow-band versus broad-band system, Memorandum CERN MSC/PR/411 (1969).

8) H.W. Bode, Network analysis and feedback amplifier design (Van Nostrand, Princeton, NJ, 1957).

9) R.M. Fano, Theoretical limitations on the broad-band matching of arbitrary impedances, J. Franklin Institute 1950, 249, p. 57-139.

10) R. Lévy, Explicit formulas for Chebyshev impedance matching networks, filters and interstages, Proc. IEE, Vol. III, No 6, June 1964.

11) R. Giannini et A. Susini, Optimisation des paramètres des systèmes accélérateurs HF à large bande, CERN 68-18 (1968).

12) A. Susini, Design and tuning procedures of grounded grid-power amplifiers, CERN 66-35 (1966).

13) A. Bensasson, Analyse et calcul des amplificateurs HF (Editions Radio, Paris, 1967).

14) M. Barbier et A. Susini, Considérations sur l'ordre de grandeur des paramètres de l'aimant et du système HF d'un accélérateur à champ fixe et gradient alterné, CERN 61-16 (1961).

15) A. Fiebig, RF broad-band system for driving reactive loads, CERN 64-27 (1964).

16) K.R. McKenzie, lectures on: Broad-band modulation of high Q resonators at high-power levels, Dept. of Physics, University of Cal., Los Angeles, 1967.

17) R. Gabillard, CERN/Int. PS/RGb 8, Sept. 1955.

18) Gunnar-Hock, J. Appl. Phys. 19, 242 (1948).

19) J. Truxal, Automatic feedback control analysis (McGraw-Hill, New York, 1955).

20) A. Susini, Some wide-band coupling circuits, CERN 64-48 (1964).

21) F. Ferger et A. Susini, Wide-band impedance matching by the root locus method, CERN 60-41 (1960).